UNIVERSITATEA TEHNICĂ DE CONSTRUCŢII BUCUREŞTI
FACULTATEA DE INSTALAŢII

Vlad Truta

PUNTI SUDATI SI BRAZATI

BUCUREŞTI 1998

ACEST CURS ESTE DESTINAT
STUDENTILOR ANULUI III IEPA

1. POLUANȚI RADIOACTIVI

1.1. RADIOACTIVITATEA NATURALĂ

Termenul de **radioactivitate naturală** desemnează *procesele spontane pe care le suferă unele nuclee, având ca rezultat transformarea lor în alte nuclee şi emisia unor particule*.

În marea lor majoritate nucleele radioactive naturale sunt cele grele, având mase atomice mai mari decât ale plumbului. De asemenea există un număr de nuclee radioactive uşoare, cum ar fi anumiți izotopi ai carbonului sau potasiului.

Nucleele atomice sunt caracterizate prin **numărul atomic** sau **numărul de sarcină *Z*,** care este acelaşi cu numărul de poziție al elementului în tabelul lui Mendeleev şi **numărul de masă *A*,** adică numărul întreg cel mai apropiat de masa atomică relativă a elementului considerat. Notația utilizată pentru a desemna un nucleu atomic este :

$$_{Z}X^{A}$$

De exemplu, izotopul radioactiv al carbonului, carbonul-14, se notează astfel : $_{6}C^{14}$. Nucleele corespunzând elementelor care au aceleaşi proprietăți chimice (adică acelaşi număr atomic), dar mase atomice diferite se numesc **izotopi** (de exemplu $_{6}C^{12}$ şi $_{6}C^{14}$), iar nucleele care au aceeaşi masă atomică, dar numere atomice diferite se numesc **izobari** (de exemplu $_{7}N^{14}$ şi $_{6}C^{14}$)**.**

Radioactivitatea naturală a fost descoperită de Henry Becquerel în 1896. Acesta a observat întâmplător, developând o placă fotografică, păstrată în apropierea unui cristal de difosfat de calciu şi uraniu, că imaginea cristalului se formase pe placă. Cercetând fenomenul, el a ajuns la concluzia că uraniul emite radiații care pot trece prin foițe metalice, ionizează gazele şi impresionează plăcile fotografice. Emisia acestor radiații are loc spontan, fără a fi influențată de condițiile de mediu. Cercetările ulterioare, desfăşurate de soții Pierre şi Marie Curie, au condus la izolarea chimică a

două noi elemente radioactive $_{84}Po^{210}$ şi $_{88}Ra^{226}$. Radiațiile nucleare emise de elementele radioactive s-au dovedit a fi de trei tipuri :

- **Radiații alfa**, posedând sarcină electrică pozitivă şi masă comparabilă cu a atomilor. Investigațiile ulterioare au arătat că, de fapt, radiațiile alfa sunt constituite din nuclee de heliu. Notația utilizată pentru a desemna radiațiile alfa este: $_{2}\alpha^{4}$ sau $_{2}He^{4}$.
- **Radiații beta**, având sarcină electrică pozitivă sau negativă şi masă mult mai mică decât masa atomică. Radiațiile beta s-au dovedit a fi constituite din electroni sau pozitroni (antiparticula electronului). Notația utilizată pentru a desemna radiațiile beta este $_{-1}\beta^{0}$ sau $_{1}\beta^{0}$.
- **Radiații gamma** care nu au nici sarcină electrică şi nici masă. Ele sunt formate din fotoni de înaltă energie, comparabilă cu a razelor X. Notația utilizată pentru a desemna radiațiile gama este $_{0}\gamma^{0}$.

Experimentele efectuate cu radiații nucleare au arătat că acestea produc efecte chimice, ionizează gazele, impresionează plăcile fotografice, produc fluorescența unor solide sau lichide şi pot inița procese de condensare în gaze. Aceste efecte permit punerea în evidență a radiațiilor nucleare prin intermediul detectoarelor de radiații.

1.1.1. Legile de deplasare

Transformarea radioactivă a unui nucleu atomic are ca rezultat modificarea naturii chimice a nucleului implicat. Acest fenomen se numeşte **transmutație**. S-a observat că, în funcție de tipul de radiație emisă de nucleul care se dezintegrează, transmutațiile radioactive au loc după legi bine stabilite. Acestea au primit numele de **legile de deplasare radioactivă**. Există trei legi de deplasare, câte una corespunzătoare fiecărui tip de dezintegrare. Iată enunțul lor :

- ***Legea dezintegrării alfa****: dezintegrarea alfa are ca rezultat transmutarea nucleului inițial într-un nucleu aflat cu două locuri la stânga în tabelul lui Mendeleev şi scăderea masei sale atomice relative cu patru unități :*

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-2}Y^{A-4} + {}_{2}\alpha^{4}$$

- ***Legea dezintegrării beta*** *: dezintegrarea beta-negativă are ca rezultat transmutarea nucleului inițial într-un nucleu aflat cu un loc la dreapta în tabelul lui Mendeleev, fără modificarea masei sale atomice relative :*

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}Y^{A} + {}_{-1}\beta^{0}$$

- *dezintegrarea beta-pozitivă are ca rezultat transmutarea nucleului inițial într-un nucleu aflat cu un loc la stânga în tabelul lui Mendeleev, fără modificarea masei sale atomice relative :*

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + {}_{1}\beta^{0}$$

- ***Legea dezintegrării gama*** *: dezintegrarea gama lasă nemodificate atât masa cât şi sarcina nucleului, dar conduce la micşorarea energiei interne a acestuia.*

Două exemple de dezintegrări radioactive sunt următoarele :

$$_{88}Ra^{226} \rightarrow {}_{86}Rn^{222} + {}_{2}\alpha^{4}$$

$$_{90}Th^{234} \rightarrow {}_{91}Pa^{234} + {}_{-1}\beta^{0}$$

Toate elementele radioactive grele sunt membri a patru **familii radioactive**, după cum urmează :

1. **Familia uraniu-radiu ($_{92}U^{238}$)**. Pornind de la elementul primar, $_{92}U^{238}$, au loc 14 transmutații, din care opt alfa şi şase beta, rezultând în final un izotop stabil al plumbului, $_{82}Pb^{206}$. Numerele de masă ale elementelor acestei familii pot fi exprimate prin formula $A = 4n + 2$, n fiind un întreg.
2. **Familia toriului ($_{90}Th^{232}$)**. Pornind de la elementul primar, $_{90}Th^{232}$, rezultă în final un izotop stabil al plumbului, $_{82}Pb^{208}$. Numerele de masă ale elementelor acestei familii pot fi exprimate prin formula $A = 4n$, n fiind un întreg.
3. **Familia actiniului ($_{92}U^{235}$)**. Pornind de la elementul primar, $_{92}U^{235}$ se ajunge în final la un izotop stabil al plumbului, $_{82}Pb^{207}$. Numerele de masă ale elementelor acestei familii pot fi exprimate prin formula $A = 4n + 3$, n fiind un întreg.
4. **Familia neptuniului ($_{93}Np^{237}$)**. Pornind de la elementul primar, $_{93}Np^{237}$ se ajunge în final la un izotop stabil al bismutului, $_{83}Bi^{209}$. Numerele de masă ale elementelor acestei familii pot fi exprimate prin formula $A = 4n + 1$, n fiind un întreg. Familia neptuniului a putut fi pusă în evidență doar prin reacții nucleare provocate pe cale artificială, deoarece acest element se găseşte în cantități foarte reduse în scoarța Pământului.

1.1.2. Legea dezintegrării radioactive

Fiind dat un preparat radioactiv, numărul nucleelor capabile să sufere dezintegrări descreşte în timp, ca urmare a consumării substanței radioactive. Această reducere a numărului de nuclee radioactive este descrisă de o lege, denumită **legea dezintegrării radioactive**.

S-a stabilit pe cale experimentală că *numărul de nuclee care se dezintegrează într-un interval scurt de timp, Δt, este proporțional cu numărul de nuclee existente la începutul acestui interval de timp:*

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t \;\; ; \;\; \Delta t \rightarrow 0$$

Această formulă exprimă cantitativ, într-o formă diferențială, conținutul legii dezintegrării radioactive. Factorul de proporționalitate λ se numeşte **constantă de dezintegrare** şi reprezintă o caracteristică a materialului radioactiv. Semnificația fizică a constantei de dezintegrare este aceea că reprezintă fracțiunea din numărul nucleelor prezente care se dezintegrează în unitatea de timp. Uneori legea dezintegrării radioactive se enunță făcând referire la **activitatea** substanței radioactive. Activitatea se defineşte ca fiind numărul de dezintegrări înregistrat în unitatea de timp :

$$\Lambda = |\Delta N| \;/\; \Delta t = \lambda N$$

adică : *activitatea unui preparat radioactiv este proporțională cu numărul de nuclee încă nedezintegrate, depinzând şi de natura materialului radioactiv.*

Legea dezintegrării se poate pune şi sub o formă integrală, după cum urmează :

- se scrie mai întâi expresia matematică a legii în modul următor :

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

- se integrează :

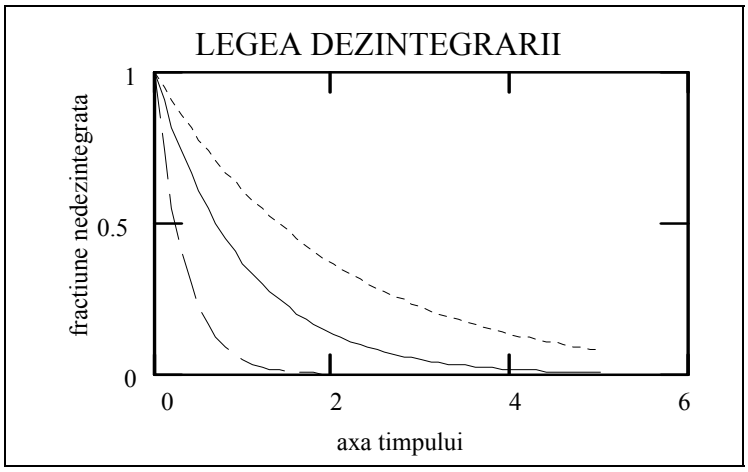
$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -\lambda \int_{0}^{t} dt$$

unde N_0 este numărul inițial de nuclee, obținându-se numărul de nuclee existente la un moment dat :

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

- deoarece activitatea este proporțională cu numărul de nuclee nedezintegrate putem scrie şi :

$$\Lambda = \Lambda_0 e^{-\lambda t}$$



Deci : *numărul de nuclee nedezintegrate (sau activitatea) scade exponențial în timp.*

Reprezentând grafic raportul N/N_0 în funcție de produsul λt, obținem, pentru valori

ale lui λ aflate în rapoartele 1/2:1:3, curbele alăturate. În cazul în care λt = 1, activitatea scade de *e* (baza logaritmilor naturali) ori față de valoarea sa inițială. Timpul corespunzător acestei diminuări de activitate se numeşte **timp de viață, *T*,** fiind egal cu $1/\lambda$. Valoarea timpului de viață variază foarte mult de la un element radioactiv la altul. În practică se foloseşte şi o altă mărime, denumită **timp de înjumătățire**, $T_{1/2}$,care reprezintă intervalul de timp necesar ca activitatea unei probe radioactive să scadă de două ori. Relația dintre timpul de viață şi timpul de înjumătățire este următoarea :

$$T_{1/2} = T\ ln2 = 0{,}693\ T$$

Domeniul timpilor de înjumătățire se poate întinde între $4{,}5\cdot10^{9}$ ani pentru $_{92}U^{238}$ şi $1{,}5\cdot10^{-4}$ secunde pentru $_{83}Bi^{214}$.

În Sistemul Internațional activitatea se măsoară în *Becquerel* (Bq), un Bq reprezentând o dezintegrare pe secundă. Deoarece această unitate de măsură este foarte mică în comparație cu activitatea surselor investigate, precum şi din motive istorice, în mod curent se utilizează o altă unitate de măsură (tolerată) denumită *Curie* (Ci). Există relația :

$$1\ Ci = 3{,}7\cdot10^{10}\ Bq$$

La rândul ei această unitate de măsură este foarte mare, astfel încât se utilizează submultiplii săi : mCi şi μCi.

Trebuie menționat că legea *dezintegrării radioactive este o lege statistică*, în sensul că ea nu poate preciza care anume nucleu urmează să se dezintegreze, oferind doar o probabilitate de producere a acestui fenomen. De aceea utilizarea ei este limitată la sistemele fizice conținând un număr foarte mare de nuclee.

1.2. MODELUL STRUCTURII PROTONO-NEUTRONICE A NUCLEULUI

Caracteristicile cele mai importante ale nucleului atomic sunt *masa* şi *sarcina electrică*.

Sarcina electrică a nucleului este pozitivă şi egală cu modulul sarcinii electrice a celor *Z* electroni ai atomului :

$$q_{nucleu} = Z \cdot 1{,}6\cdot10^{-19}\ C$$

Masa nucleului reprezintă mai mult de 99% din masa atomului. Cu toate acestea, masa unui nucleu exprimată în kilograme are o valoare foarte mică (de exemplu, nucleul carbonului-12 cântăreşte ceva mai puțin de $2\cdot10^{-26}$ kg), ceea ce face nepractică exprimarea sa în unități absolute. Din acest motiv se utilizează o unitate de măsură tolerată, denumită *unitate*

atomică de masă, având simbolul „**u.a.m.**” şi definită ca reprezentând a douăsprezecea parte a masei nucleului izotopului $_6C^{12}$. Valoarea unității atomice de masă este :

$$1 \text{ u.a.m.} = 1{,}66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

Un fapt care a părut curios a fost acela că masele atomice ale elementelor chimice, exprimate în u.a.m., au valori foarte apropiate de nişte numere întregi. O explicație firească a acestei proprietăți putea fi aceea că nucleele atomice sunt compuse dintr-un număr de particule identice. Cel mai uşor atom, cel de hidrogen, ar putea avea nucleul constituit dintr-o singură asemenea particulă. Aceasta a primit numele de *proton* având masa :

$$\boldsymbol{m_p = 1{,}00759 \text{ u.a.m.}}$$

şi sarcina electrică :

$$\boldsymbol{q_p = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ C}}$$

Simbolul protonului este :

$$\boldsymbol{_1p^1}$$

Dar, nucleul atomic nu poate fi format doar din protoni, deoarece în acest caz sarcina sa electrică ar trebui să fie aproximativ de două ori mai mare decât cea determinată experimental (pentru multe elemente chimice numărul de masă A este aproximativ egal cu dublul numărului atomic Z). O primă ipoteză asupra structurii nucleului atomic a fost aceea că nucleul este format dintr-un număr de protoni, egal cu numărul de masă A, şi dintr-un număr de electroni, egal cu diferența dintre numărul de masă şi numărul atomic : $N = A - Z$. Această ipoteză era susținută de două argumente. Primul argument era faptul că în cursul unei dezintegrări beta-negative nucleul atomic pierde un electron. Cel de-al doilea argument era acela că masa unei asemenea structuri ar fi fost practic egală cu masa protonilor, explicându-se astfel de ce masa atomică relativă era atât de apropiată de un număr întreg. Cercetările experimentale ulterioare au invalidat însă acest model nuclear. Principalele sale deficiențe s-au manifestat referitor la momentul magnetic al nucleului, la momentul de spin nuclear şi la energia de legătură a electronului în interiorul nucleului. Momentul magnetic al unui nucleu conținând electroni ar fi trebuit să fie de aproximativ 2000 de ori mai mare decât momentul lui magnetic real, iar energia de legătură a electronului de câteva zeci de ori mai mare decât cea determinată pe baza dezintegrării beta-negative. În aceste condiții ipoteza structurii protono-electronice a trebuit abandonată.

Descoperirea hotărâtoare pentru înțelegerea structurii nucleare s-a produs în anul 1932. S-a pornit de la experiențele efectuate în 1930 de către Boethe şi Becker, care au descoperit că supunând atomii de beriliu acțiunii radiațiilor alfa, rezultă o radiație extrem de penetrantă. Ei au crezut că această radiație era formată din fotoni gamma. Frédéric şi Irène Joliot-

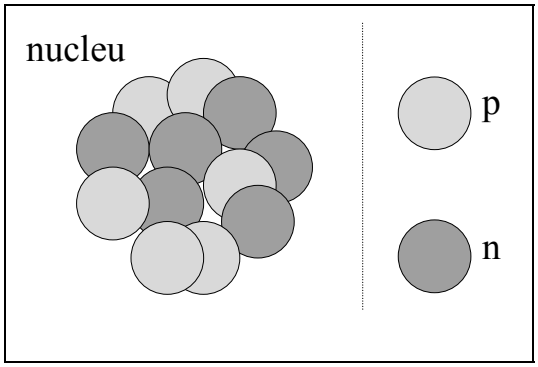
Curie au arătat experimental că această radiaţie, căzând pe o substanţă bogată în hidrogen (de exemplu parafină), determină emisia unui fascicol de protoni rapizi. În fine, Chadwick în 1932 a observat că alături de protoni, radiaţia emergentă conţine şi o serie de nuclee de recul, cum ar fi cele de litiu, bor, carbon şi azot. Analiza teoretică a rezultatelor experimentale, bazată pe aplicarea legilor de conservare a energiei şi impulsului, l-a condus pe Chadwick la concluzia că radiaţiile rezultate în urma interacţiunii dintre beriliu şi particulele alfa nu sunt de fapt formate din fotoni gama. Calculele au arătat că aceste radiaţii sunt formate din particule neutre, având o masă comparabilă cu a protonului. Noile particule au fost denumite *neutroni*, fiind simbolizate astfel : $_0\mathbf{n}^1$. Generarea neutronilor era explicată de reacţia :

$$_4Be^9 + {}_2\alpha^4 = {}_6C^{12} + {}_0n^1$$

Studiile ulterioare au permis stabilirea cu exactitate a masei neutronului (care este cu puţin mai mare decât a protonului) :

$$\boldsymbol{m_n = 1{,}00898 \text{ u.a.m}}.$$

Neutronul are atât moment magnetic propriu cât şi moment de spin, comparabile cu cele ale protonului. S-a stabilit de asemenea, că neutronul se dezintegrează (având un timp de viaţă de circa 11,7 min) într-un proton, un electron şi o particulă neutră, de masă neglijabilă, denumită antineutrino.



Curând după descoperirea neutronului s-a făcut ipoteza că **nucleul atomic este format doar din protoni şi neutroni**. Astfel, un nucleu ar cuprinde Z protoni şi $N = A - Z$ neutroni. Masa unui asemenea nucleu îndeplineşte condiţia de a fi aproximativ un număr întreg atunci când este măsurată în u.a.m. De asemenea, atât momentul magnetic, momentul de spin cât şi energia de legătură, calculate teoretic, sunt în acord cu datele experimentale. Acest model nuclear (considerat valabil şi în zilele noastre) s-a dovedit extrem de util în înţelegerea proprietăţilor nucleului şi a transformărilor pe care le poate suferi acesta.

Emisia radiaţiilor alfa este văzută, conform modelului protono-neutronic, ca separarea de nucleu a unui grup format din doi protoni şi doi neutroni. Emisia radiaţiilor beta poate fi explicată fie prin transformarea spontană a unui neutron în proton, însoţită de emisia unui electron şi a unui antineutrino, fie prin transformarea protonului în neutron, însoţită de expulzarea unui pozitron şi a unui neutrino. Uneori transformarea unui proton în neutron poate avea loc prin capturarea unui electron din pătura K a atomului (aşa numita captură K). Transformarea gamma este rezultatul trecerii

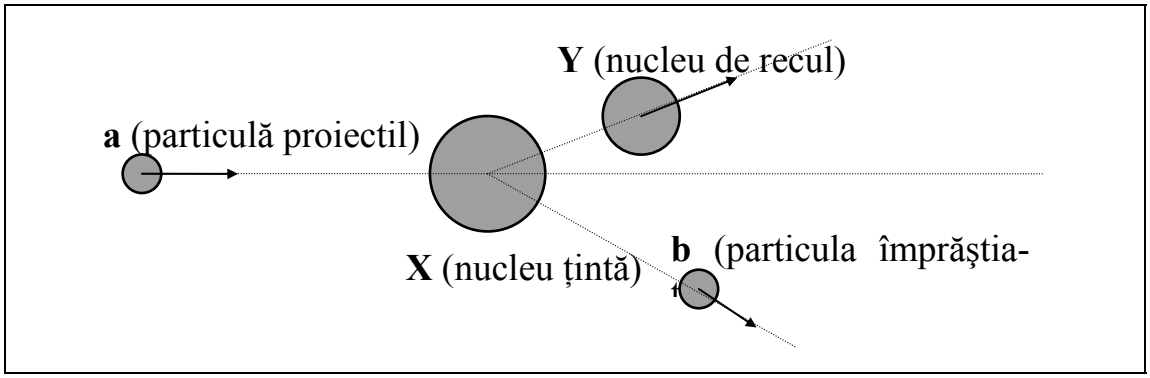
nucleului dintr-o stare energetică excitată în starea fundamentală, proces acompaniat de emisia unui foton gamma.

1.3. REACȚII NUCLEARE, RADIOACTIVITATEA ARTIFICIALĂ

Reacțiile nucleare sunt rezultatul interacțiunii dintre un nucleu atomic (denumit nucleu-țintă) şi o particulă ce-l loveşte (numită particulă-proiectil). De cele mai multe ori, în urma acestei interacțiuni, natura chimică a nucleului se modifică (are loc o transmutare), particula-proiectil este absorbită şi se emite o altă particulă. Atât nucleul rezultat cât şi particula emisă sunt în mişcare după reacție, ceea ce le atrage denumirea de nucleu-de-recul, respectiv particulă-împrăştiată.

În cazul general reprezentat în figură, reacția nucleară este de forma :

$$X + a \rightarrow Y + b$$



Deseori nucleul de recul poate fi radioactiv, obținându-se astfel o **substanță radioactivă artificială**, în sensul că elementul rezultat este extrem de rar sau chiar absent în natură.

Prima reacție nucleară, în condiții de laborator, a fost realizată şi analizată de Rutherford în anul 1919. Acesta a descoperit că un nucleu de azot, bombardat cu radiații alfa, transmută într-un nucleu de oxigen, conform relației :

$$_{7}N^{14} + {}_{2}\alpha^{4} \rightarrow {}_{8}O^{17} + {}_{1}p^{1}$$

Mai târziu au fost cercetate şi alte reacții nucleare provocate de particulele alfa sau de protonii rapizi, cum ar fi :

$$_{13}Al^{27} + {}_{2}\alpha^{4} \rightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_{1}p^{1}$$

$$_{3}Li^{7} + {}_{1}p^{1} \rightarrow 2\,{}_{2}\alpha^{4}$$

Radioactivitatea artificială a fost descoperită de Frédéric şi Irène Joliot-Curie în anul 1934. Aceştia au observat că după încetarea bombardării cu particule alfa a aluminiului-27 şi formarea fosforului-30 :

$$_{13}Al^{27} + {}_{2}\alpha^{4} \rightarrow {}_{15}P^{30} + {}_{0}n^{1}$$

emisia de radiații continuă. Ei au interpretat acest rezultat ca o dovadă a faptului că fosforul-30 este instabil, dezintegrându-se în siliciu-30, un pozitron şi un neutrino, conform reacției :

$$_{15}P^{30} \rightarrow {}_{14}Si^{30} + {}_{1}\beta^{0} + {}_{0}\nu^{0}$$

Un alt element radioactiv artificial descoperit de cei doi cercetători a fost $_{7}N^{13}$:

$$_{5}B^{10} + {}_{2}\alpha^{4} \rightarrow {}_{7}N^{13} + {}_{0}n^{1}$$

$$_{7}N^{13} \rightarrow {}_{6}C^{13} + {}_{1}\beta^{0} + {}_{0}\nu^{0}$$

Prin metoda reacțiilor nucleare provocate în laborator au putut fi sintetizate şi elemente chimice artificiale, inexistente pe Pământ, cum ar fi de exemplu $_{104}Ku^{260}$:

$$_{94}Pu^{242} + {}_{10}Ne^{22} \rightarrow {}_{104}Ku^{264} \rightarrow {}_{104}Ku^{260} + 4\,{}_{0}n^{1}$$

De mare însemnătate pentru energetica nucleară sunt **reacțiile de fisiune** ale uraniului. Acestea au fost descoperite în anii 1938-1939, grație cercetărilor întreprinse de Fermi, Hahns şi Strassman, Joliot-Curie. Caracteristicile acestor reacții sunt :

- fisiunea este însoțită de degajarea unei cantități de energie de circa 200 MeV pentru fiecare nucleu dezintegrat
- nucleele de uraniu-235 se scindează atât sub influența neutronilor lenți cât şi a neutronilor rapizi, în vreme ce nucleele de uraniu-238 fisionează doar prin interacțiunea cu neutronii rapizi (de energie superioară valorii de 1,5 MeV)
- fiecare fisiune este însoțită de emisia a 1-3 neutroni secundari, care pot întreține reacțiile nucleare de fisiune, provocând eventual **reacția în lanț**
- produsele de fisiune pot fi extrem de diverse, având masele atomice relative cuprinse între 72 şi 158 u.a.m.

Două exemple de reacții de fisiune ale uraniului-235 sunt următoarele:

$$_{92}U^{235} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{54}Xe^{139} + {}_{38}Sr^{95} + 2\,{}_{0}n^{1}$$

$$_{92}U^{235} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{56}Ba^{139} + {}_{36}Kr^{94} + 3\,{}_{0}n^{1}$$

Mulți dintre produşii de reacție sunt radioactivi, dezintegrându-se după un timp mai lung sau mai scurt şi emițând radiații beta, gamma sau neutroni. Dezintegrarea uraniului-238 poate fi însoțită de formarea plutoniului-239 care, la rândul său, fisionează şi se poate utiliza drept combustibil nuclear.

Un alt tip de reacții nucleare, cu deosebit impact asupra energeticii viitorului, sunt **reacțiile de fuziune**. Într-o reacție de fuziune două nuclee

uşoare se unesc pentru a forma un nucleu mai greu, eliberându-se totodată o însemnată cantitate de energie. Un exemplu de asemenea reacție ar putea fi aceea dintre deuteriu şi tritiu :

$$_1H^2 + {}_1H^3 \rightarrow {}_2He^4 + {}_0n^1 + 17{,}6 \text{ MeV}$$

Sursa de energie a Soarelui este constituită tot de reacțiile de fuziune, care s-ar putea desfăşura după un ciclu imaginat de H. Bethe în 1939 şi denumit **ciclul carbonului**. Carbonul nu este consumat în decursul acestui ciclu, având doar rolul de „catalizator" al reacțiilor de fuziune. Reacțiile acestui ciclu sunt următoarele :

- reacția de inițializare este provocată de pătrunderea unui proton rapid în nucleul carbonului-12 :

$$_6C^{12} + {}_1p^1 \rightarrow {}_7N^{13} + \gamma$$

- azotul-13 se dezintegrează, cu timpul de înjumătățire de 14 minute, conform reacției :

$$_7N^{13} \rightarrow {}_6C^{13} + {}_1\beta^0 + {}_0\nu^0$$

- după trecerea unui interval de timp de circa 2,7 milioane de ani există o mare probabilitate ca nucleul de carbon-13 să formeze un nucleu de azot-14 prin capturarea unui proton :

$$_6C^{13} + {}_1p^1 \rightarrow {}_7N^{14} + \gamma$$

- azotul-14 este stabil, dar există probabilitatea ca în 32 de milioane de ani acesta să captureze un proton, transformându-se în oxigen-15 :

$$_7N^{14} + {}_1p^1 \rightarrow {}_8O^{15} + \gamma$$

- oxigenul-15 este radioactiv, având timpul de înjumătățire de 3 minute :

$$_8O^{15} \rightarrow {}_7N^{15} + {}_1\beta^0 + {}_0\nu^0$$

- ciclul se încheie după alți 100000 de ani prin reacția dintre azotul-15 şi un proton :

$$_7N^{15} + {}_1p^1 \rightarrow {}_6C^{12} + {}_2He^4$$

- mai trebuie să treacă apoi încă 13 milioane de ani pentru ca ciclul să reînceapă prin reacția dintre carbonul-12 şi un proton.

- în cursul ciclului se consumă patru protoni, formându-se un nucleu de heliu, doi pozitroni şi radiație gamma. Pozitronii se pot întâlni cu electroni aflați în interiorul plasmei solare, anihilându-se şi rezultând o radiație gamma suplimentară

- la formarea unui singur nucleu de heliu se eliberează o energie de 26,8 MeV, ceea ce înseamnă că la formarea unui mol de heliu (adică 4 grame) se degajă o energie de 700 MWh.

După cum se poate remarca din aceste puține exemple reacțiile nucleare sunt extrem de diverse, iar folosirea lor în scopul obținerii de izotopi arti-

ficiali sau de energie nucleară este foarte răspândită în zilele noastre. Utilizarea pe scară largă a substanţelor radioactive este însoţită de riscurile de contaminare radioactivă a mediului şi a consecinţelor ce decurg de aici.

1.4. INTERACŢIUNEA RADIAŢIILOR CU SUBSTANŢA

1.4.1. Surse de radiaţii nucleare

1. Instalaţii ce utilizează razele Röntgen

Emisia razelor Röntgen se face prin frânarea electronilor, accelerați în prealabil la tensiuni foarte înalte (50-100 kV în aplicaţiile medicale, sau 70-500 kV în aplicaţiile industriale). Spectrul energetic al fotonilor emişi este continuu şi limitat superior de valoarea $\varepsilon = eU$, dacă tensiunea de accelerare U nu depăşeşte o anumită valoare critică ce depinde de natura materialului din care este confecţionată ţinta, sau prezintă pe lângă spectrul continuu şi o serie de linii spectrale caracteristice, dacă această valoare critică este depăşită. Sursele de raze Röntgen sunt direcţionale, adică unghiul solid în care se face emisia este limitat, fiind cu atât mai mic cu cât energia radiaţiei este mai mare.

2. Acceleratorii de particule

Acceleratorii de particule furnizează fascicole de particule elementare de energii foarte mari (depăşind în unele cazuri valorile de ordinul zecilor de GeV). Aceste particule elementare pot fi echivalate unor radiaţii nucleare de foarte înaltă energie, foarte bine direcţionate spaţial.

3. Substanţele radioactive naturale şi artificiale

Prin dezintegrări radioactive aceste substanţe emit particule încărcate electric (particule alfa sau beta) sau neutre (radiaţii gamma). Radiaţiile alfa au în general spectru energetic discontinuu, valorile energiei situându-se între 0,01 şi 10,5 MeV. Radiaţiile gamma prezintă tot un spectru discret, iar energia lor se situează între 0,002 şi 7,6 MeV. Radiaţiile beta au de regulă spectru continuu şi energii maxime între 0,02 şi câţiva MeV, existând totuşi şi radionuclide care emit radiaţii beta având energia maximă de 3-13 MeV.

Alături de aceste tipuri de dezintegrare radioactivă întâlnim fenomenele de captură electronică (în care un electron interior al atomului este capturat de nucleu, iar locul său este ocupat de un electron din păturile exterioare, cu emisia de radiații gamma cu spectru discret) şi de conversie internă (în care fotonul gamma emis de nucleu este absorbit de un electron interior, acesta părăsind apoi atomul). Spre deosebire spectrul radiației beta, spectrul energetic al electronilor de conversie este discret.

4. Reacțiile nucleare şi fisiunea nucleară

Pentru dotarea laboratoarelor de cercetări se pot construi surse artificiale de radiații. Printre acestea se află sursele de neutroni bazate pe reacții nucleare. Aceste surse utilizează reacții nucleare cu randament mare de producere a neutronilor :

$$_{4}Be^{9} + {}_{2}\alpha^{4} \rightarrow {}_{6}C^{12} + {}_{0}n^{1}$$

sau reacții ce oferă neutroni cu spectru energetic discontinuu :

$$_{4}Be^{9} + {}_{0}\gamma^{0} \rightarrow {}_{4}Be^{8} + {}_{0}n^{1}$$

$$_{1}H^{2} + {}_{0}\gamma^{0} \rightarrow {}_{1}H^{1} + {}_{0}n^{1}$$

Declanşarea reacțiilor nucleare este asigurată de o sursă naturală de radiații alfa sau gamma. În prima dintre aceste reacții, energia maximă a neutronilor este de 13 MeV, iar cea mai mare parte dintre neutroni au o energie în jurul valorii de 4 MeV.

Prin varietatea produşilor radioactivi de fisiune, reactoarele nucleare constituie o bogată sursă de radiații nucleare, care pot fi folosite în diferite scopuri, dar care, în acelaşi timp, pot constitui şi un izvor de poluare radioactivă. Radiațiile nucleare primare sau secundare generate de procesele de fisiune sunt constituite în principal din neutroni, radiații beta şi radiații gamma.

5. Radiațiile cosmice

Spațiul cosmic este o sursă permanentă de radiații, numite radiații cosmice primare şi alcătuite din protoni, particule alfa, nuclee grele sau fotoni gamma. Aceste radiații, caracterizate de energii foarte mari, odată ajunse în atmosferă pot interacționa cu atomii şi moleculele întâlnite, determinând generarea în cascadă a unor radiații secundare. Razele cosmice primare sau secundare ajunse la suprafața Pământului se constituie în aşa numitul **fond cosmic de radiații**. Fondul cosmic de radiații afectează atât organismele vii cât şi măsurătorile dozimetrice şi radiometrice.

Compoziția fondului cosmic este caracterizată de prezența a doi factori : **componenta dură**, formată din mezoni μ (miuoni), având o putere de penetrație de ordinul a 1000 metri de apă şi **componenta moale**, alcătuită din electroni şi fotoni, având o putere de penetrație mult mai slabă.

1.4.2. Interacțiunea radiațiilor gamma cu substanța

Fotonii gamma pot participa în condiții uzuale la trei tipuri de procese de interacțiune cu atomii : efectul fotoelectric, efectul Compton şi efectul de generare de perechi.

Efectul fotoelectric

Efectul fotoelectric constă în interacțiunea dintre un foton gamma şi un electron legat de un atom, urmată de absorbția fotonului şi expulzarea electronului din atom. În funcție de pătura electronică de care aparține electronul şi de tipul atomului, energia minimă a fotonului participant la proces poate lua valori extrem de variate (de la câțiva eV până la 88000 eV în cazul stratului K al plumbului). Probabilitate de interacțiune prin efect fotoelectric este cu atât mai ridicată cu cât energia fotonului este mai apropiată de energia de legătură a electronului implicat, ceea ce face ca apariția sa, în cazul în care energia fotonului depăşeşte energia de legătură a stratului K, să fie rară. Efectul fotoelectric este facilitat în atomii cu număr atomic Z mare.

Bilanțul energetic al procesului este descris de ecuația lui Einstein :

$$W_c = h\nu - L_{ext}$$

unde W_c reprezintă energia cinetică a electronului expulzat, $h\nu$ este energia fotonului gamma absorbit, iar L_{ext} este energia de legătură a electronului.

Efectul Compton

Efectul Compton constă în ciocnirea perfect elastică dintre un foton gamma şi un electron liber sau slab legat. Electronul, considerat inițial practic în repaus, este propulsat după ciocnire cu o viteză relativistă, iar fotonul este împrăştiat, transferându-se o parte din energia sa inițială fotonului. Procesul de interacțiune este descris de o ecuație relativistă de conservare a energiei, precum şi de o ecuație de conservare a impulsului. Energia cinetică maximă a electronului de recul se poate calcula cu relația :

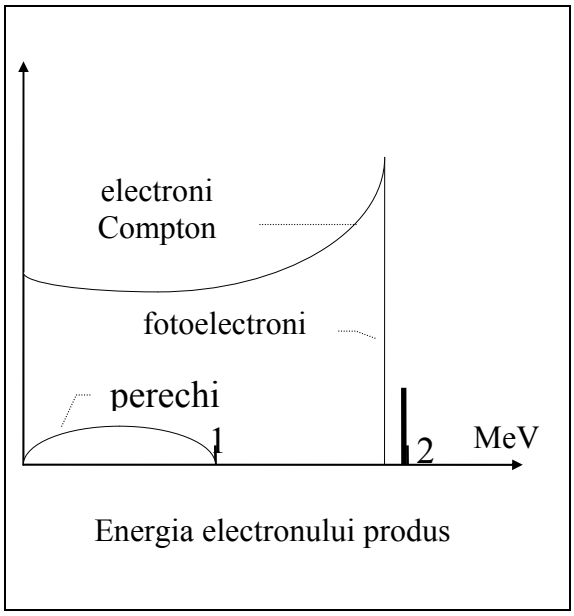
$$W_{max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}}$$

unde $h\nu$ este energia fotonului gamma absorbit, iar m_0c^2 reprezintă energia de repaus electronului. Conform acestei relaţii, energia cinetică maximă a unui electron de recul poate ajunge la 1,8 MeV în cazul în care fotonul gamma incident avea o energie de 2 MeV.

Formarea de perechi

Formarea de perechi este procesul de interacţiune dintre un foton gamma şi câmpul generat de nucleu, având ca rezultat generarea unui electron şi a unui pozitron. Pentru ca acest proces să fie posibil este necesar ca fotonul să transporte o energie mai mare decât suma energiilor de repaus ale electronului şi pozitronului, adică o energie mai mare de 1,02 MeV. În cazul în care energia fotonului este mai mare decât energia de prag, diferenţa de energie este regăsită ca energie cinetică a perechii de particule.

Curând după generarea sa pozitronul este anihilat de un electron al mediului, astfel încât cele două particule dispar şi sunt generaţi doi fotoni gama de energie $W = 0{,}51$ MeV fiecare.



Toate cele trei procese descrise până acum au drept caracteristică comună faptul că în urma interacţiunii se obţin electroni având o energie cinetică însemnată. Distribuţia de energie a fotoelectronilor, electronilor Compton şi a electronilor din perechi este diferită. Dacă un corp simplu este supus acţiunii unui fascicol monoenergetic de fotoni gamma, având o energie $\varepsilon = 2$ MeV, se obţine o distribuţie numerică a electronilor după energia lor cinetică asemănătoare cu cea prezentată în graficul alăturat. Astfel fotoelectronii au o distribuţie practic monoenergetică, centrată în jurul valorii $W_c = h\nu - L_{ext}$. În ceea ce-i priveşte, electronii Compton prezintă o distribuţie continuă de energie, având un maxim pronunţat în dreptul energiei cinetice maxime. Tot continuu este şi spectrul energetic al electronilor rezultaţi prin

formarea de perechi. Deosebirea față de electronii Compton constă în faptul că de această dată maximul de distribuție este simetric între valoarea minimă şi cea maximă a energiei. În funcție de energie, toți electronii vor interacționa cu mediul într-un mod specific particulelor cu sarcină electrică.

Consecința interacțiunilor dintre fotonii gamma şi mediu este eliminarea lor din fascicolul de radiații. Din acest motiv, pe măsura înaintării prin mediu, intensitatea fascicolului gamma scade. Fenomenul de micşorare a intensității unui fascicol de radiații ca urmare a interacțiunii cu mediul se numeşte **atenuare**. Deoarece cele trei fenomene de interacțiune discutate se produc în momentul întâlnirii dintre un foton gamma şi un atom sau un electron, rezultă că probabilitatea apariției lor este proporțională atât cu numărul de fotoni prezenți în fascicol cât şi cu numărul de atomi sau electroni aflați în calea fascicolului. În cazul unui fascicol monoenergetic cantitatea de fotoni transportați în unitatea de timp prin unitatea de suprafață este direct proporțională cu intensitatea fascicolului. Numărul de atomi sau electroni întâlniți este proporțional cu lungimea porțiunii de material traversată de fascicol, depinzând şi de natura şi starea de agregare ale mediului. Probabilitatea de interacțiune printr-una dintre cele trei modalități descrise are o valoare specifică, dar depinde şi de energia fotonilor sau de natura mediului. Cele trei tipuri de interacțiuni nu se condiționează reciproc, astfel încât probabilitatea totală de interacțiune este egală cu suma celor trei probabilități individuale. Sintetizând aceste afirmații, putem scrie:

$$dI = -(\mu_f + \mu_C + \mu_p)\, I\, dx$$

unde: dx = distanța elementară traversată de fascicol

dI = variația intensității fascicolului

I = intensitatea inițială a fascicolului

μ_f, μ_C, μ_p = coeficienți de proporționalitate care depind de energia fotonilor şi includ atât probabilitatea de interacțiune printr-unul dintre cele trei fenomene cât şi proprietățile mediului. Numele acestor coeficienți este acela de **coeficienți de atenuare**.

Notând suma celor trei coeficienți de atenuare cu μ şi denumind-o **coeficient de atenuare liniar**, obținem legea diferențială a atenuării :

$$dI = -\mu\, I\, dx$$

Integrând rezultă :

$$\int_{I_0}^{I} \frac{dI}{I} = -\mu \int_0^x dx$$

sau :

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

adică : *intensitatea unui fascicol de radiații gamma scade exponențial cu distanța parcursă printr-un mediu.* Similitudinea dintre legea de atenuare şi legea dezintegrării radioactive poate fi explicată prin aceea că amândouă se referă la procese care implică particule individuale şi au caracter statistic. Distanța după care intensitatea fascicolului scade la jumătate se numeşte **distanță de înjumătățire**. Valoarea distanței de înjumătățire depinde atât de natura materialului absorbant cât şi de energia fotonilor din fascicolul incident. Această lege de atenuare, dedusă pe baza unor considerații teoretice, este validată de măsurătorile experimentale. Măsurătorile arată că în cazul unei radiații gamma dure distanța de înjumătățire poate atinge 1,6 cm în plumb, 2,4 cm în fier sau 12 cm în aluminiu.

Ponderea celor trei fenomene în procesul de atenuare este diferită. La energii mici (sub 0,1 MeV) predomină efectul fotoelectric. Efectul fotoelectric scade ca pondere la mărirea energiei fotonilor gamma, devenind neglijabil la energii mai mari de 3 MeV. În domeniul energiilor medii predomină efectul Compton. Formarea de perechi apare la energii mai mari de 1,02 MeV şi devine predominantă la energii mai mari de 3 MeV. Valoarea coeficientului de atenuare liniar este caracterizată de un minim în cazul fotonilor gamma de circa 4 MeV.

Eliminarea fotonilor gamma din fascicolul incident este însoțită de apariția aşa numitei **radiații împrăştiate**. Radiația împrăştiată este compusă din trei tipuri de fotoni, corespunzători celor trei procese de interacțiune. Fotonii generați consecutiv producerii efectului fotoelectric apar prin trecerea unui electron din păturile superioare ale atomului în locul lăsat liber de fotoelectron. Această tranziție este însoțită de emisia unui foton. Energia acestui foton este relativ mică, limita sa superioară corespunzând radiațiilor X caracteristice. Atunci când energia fotonilor gamma incidenți este mare acest efect este neglijabil în calculul intensității radiației emergente. Prin efect Compton doar o parte din energia fotonului incident se transferă unui electron. Restul de energie revine fotonului împrăştiat, astfel încât acesta are o energie comparabilă cu cea a fotonului incident. Prezența fotonilor Compton împrăştiați întăreşte intensitatea fascicolului emergent, fapt de care trebuie ținut cont în calculul atenuării efective. Anihilarea pozitronului rezultat în procesul formării de perechi este însoțită de emisia a doi fotoni gamma, de energie egală cu 0,51 MeV fiecare.

Contribuția acestor fotoni la intensitatea fascicolului emergent devine şi ea puțin importantă în cazul fascicolelor incidente, de energii mult superioare pragului de apariție a fenomenului de formare de perechi.

1.4.3. Interacţiunea particulelor încărcate cu substanţa

Particulele încărcate prezente în radiaţiile nucleare sunt în mod curent electronii, protonii şi particulele alfa, nefiind exclusă însă apariţia altor particule încărcate electric. Procesele principale la care participă acestea sunt ionizarea şi excitarea atomilor, împrăştierea, la care, în cazul electronilor, se adaugă emisia radiaţiei de frânare.

Ionizarea şi excitarea atomilor

Ionizarea *este procesul de interacţiune dintre o particulă încărcată şi un atom, în urma căruia un electron este smuls din atom.* Atomul rămâne încărcat electric, formând un ion pozitiv. Electronul se ataşează în unele cazuri unui atom neutru, dând naştere unui ion negativ. Particula încărcată pierde o anumită cantitate de energie cinetică, foarte mică în comparaţie cu energia sa iniţială. Din acest motiv procesele ionizare la care poate participa particula sunt extrem de numeroase. *Dacă în urma interacţiunii particulă-atom electronul rămâne legat de atom, dar trece într-o stare energetică superioară, spunem că a avut loc un* ***proces de excitare****.*

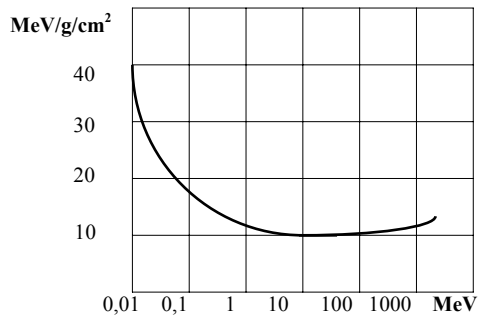
Pierderea liniară de energie reprezintă pierderea de energie suferită de particula încărcată, în urma proceselor de ionizare sau de excitare, pe unitatea de lungime a traiectoriei sale. Aceasta este proporţională cu concentraţia electronilor substanţei traversate. Concentraţia atomică sau numărul de atomi din unitatea de volum depinde de masa molară (numeric egală cu numărul de masă A al substanţei), de densitatea substanţei şi de numărul lui Avogadro :

$$n_{at} = \frac{\rho N_A}{A}$$

Fiecare dintre atomii mediului conţine Z (numărul atomic) electroni. În aceste condiţii concentraţia electronilor devine :

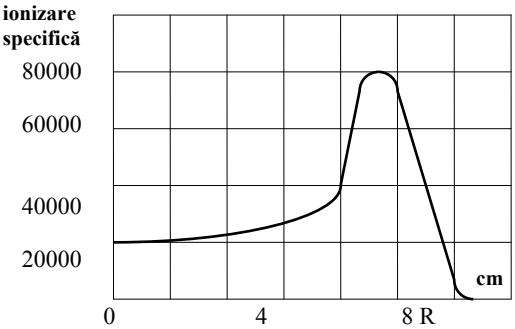
$$n_{el} = \rho N_A \frac{Z}{A}$$

Prin urmare, pierderea liniară de energie este proporțională cu densitatea mediului. Raportul dintre numărul atomic *Z* şi numărul de masă *A* are valori aproape constante (cuprinse între 0,4 şi 0,5) pentru marea majoritate a elementelor chimice. În aceste condiții, raportul dintre pierderea liniară de energie şi densitatea substanței (numit **pierdere liniară masică de energie**) este aproximativ constant, ceea ce indică că pierderea de energie prin ionizare sau excitare are loc într-o manieră similară, indiferent de mediul absorbant. Curba alăturată prezintă variația pierderii liniare masice de energie a unui electron în funcție de energia sa cinetică, dar este asemănătoare ca formă cu cele corespunzătoare altor particule încărcate. Se poate remarca că pierderea de energie prin ionizări este mai pronunțată pentru energii cinetice mici, respectiv viteze mici ale particulei. Pierderea liniară masică de energie atinge un minim, crescând apoi lent cu creşterea energiei cinetice.



pierderea liniară masică de energie ca funcție de energia particulei

În principiu, cunoaşterea valorii pierderii liniare de energie ar putea fi utilă în scopul calculării numărului de perechi de ioni formați. Realitatea proceselor de ionizare şi excitare are o dinamică deosebit de complexă, fiind afectată şi de electronii secundari, numiți şi **electroni delta**, rezultați prin ionizare. Electronii delta produc la rândul lor procese de ionizare secundare, amplificând astfel efectul provocat de particula incidentă. Ionizarea totală, numită **ionizare globală**, este compusă din **ionizarea primară** şi **ionizarea secundară**. Dacă în hidrogen ionizarea primară este aproximativ jumătate din ionizarea globală, în aer ea se reduce la o treime, iar în elemente grele reprezintă doar o fracțiune redusă.



ionizarea specifică pentru o particulă alfa

Din punct de vedere experimental capacitatea de ionizare a particulei este evaluată prin determinarea **energiei medii de formare a unei perechi de ioni**, care poate avea valori de ordinul zecilor de electronvolți (35 eV în aer sau 7,6 eV în bromura de argint a plăcilor fotografice). Raportul dintre

pierderea liniară de energie şi energia medie de formare a unei perechi de ioni estimează numărul de perechi de ioni formați pe unitatea de lungime a traiectoriei particulei, numit **ionizare specifică**. În medie o particulă alfa produce 30000 de perechi de ioni pe fiecare centimetru de parcurs. Curba care reprezintă ionizarea specifică în funcție de distanța parcursă de particula alfa indică o valoare relativ constantă a ionizării specifice pe o mare parte din drum. Atunci când energia particulei alfa se reduce considerabil, ionizarea specifică creşte brusc, atingând valori de 80000 ionizări/cm, după care descreşte la fel de brusc, marcând astfel sfârşitul distanței pe care particula penetrează mediul (în cazul nostru aproximativ 8,5 cm de aer pentru o particulă alfa cu energia inițială de câțiva MeV). Distanța maximă pe care penetrează o particulă în interiorul mediului se numeşte **parcurs**. Parcursul particulelor încărcate este cu atât mai mic cu cât particula are o masă mai mare şi mediul este mai dens. Astfel particulele beta se caracterizează prin cea mai mică ionizare specifică (70-1000 ionizări/cm) şi cel mai lung parcurs.

Parcursul unei particule încărcate se poate calcula, în funcție de viteza sau energia sa cinetică, cu ajutorul unei formule empirice:

$$R = a\, v^3 = b\, W^{3/2}$$

unde a sau b reprezintă coeficienți determinați pe cale experimentală.

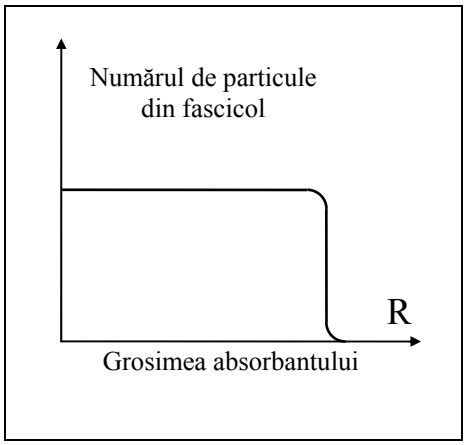
Împrăştierea particulelor încărcate

Împrăştierea *constă în devierea de la direcția inițială a traiectoriei particulelor incidente.* Fenomenul de împrăştiere prezintă importanță doar în ceea ce priveşte detectarea radiațiilor transmise deoarece scoate în afara direcției fascicolului principal un număr de particule. Împrăştierea radiațiilor beta este mult mai pronunțată decât cea a particulelor cu masă mare. Acest fapt se explică prin aceea că unghiul de împrăştiere la ciocnirea electron-electron este mult mai mare decât la ciocnirea particulă grea-electron şi că parcursul electronilor este mare, mărindu-se astfel probabilitatea de-a se produce împrăştieri.

Emisia radiației de frânare

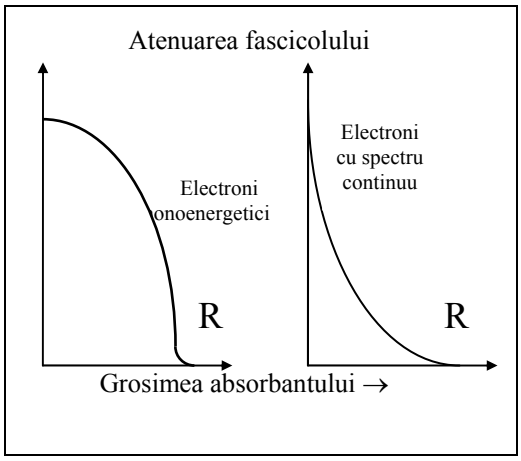
Radiația de frânare *este rezultatul interacțiunii dintre particula încărcată şi câmpul generat de nucleul atomic şi se concretizează în emisia unei radiații electromagnetice cu spectru continuu.*

Considerând doar energiile uzuale ale fascicolelor de particule încărcate, fenomenul de emisie a radiației de frânare este specific numai radiației beta.



Radiația electromagnetică emisă intră în categoria razelor X, având ca limită superioară a energiei fotonilor energia particulelor beta incidente. Probabilitatea ca o particulă beta să participe la un proces de emisie a radiației de frânare este mică în comparație cu probabilitatea unui proces de ionizare. În schimb energia pierdută prin frânare este mult mai mare decât cea pierdută prin ionizare. În funcție de energia inițială a particulelor beta şi de numărul atomic al substanței, raportul dintre energia pierdută prin radiație şi cea pierdută prin ionizări poate varia de la 1/1000 (W = 0,1 MeV; Z = 8) până la 1/1 (W = 10 MeV; Z = 80). Fenomenul de emisie a radiației de frânare este de multe ori nedorit, deoarece generează radiații cu putere de penetrare mare (razele X) în locul celei formate din particulele beta, care are putere de penetrare redusă.

Pierderile de energie pe care le suferă particulele încărcate prin aceste procese contribuie la diminuarea intensității fascicolului, sau, altfel spus, la **atenuarea** sa. Deoarece pentru toate particulele încărcate, cu excepția electronilor, mecanismul principal de disipare a energiei este ionizarea, rezultă că fiecare dintre particule pierde „porții” relativ mici de energie în cursul unui număr foarte mare de acte de ionizare. Din acest motiv se poate considera că rata de scădere a energie cinetice a oricărei particule este aceeaşi, fapt pentru care atenuarea energiei fascicolului este proporțională cu scăderea medie de energie a unei particule, iar numărul de particule ale fascicolului nu se modifică în funcție de distanța parcursă. Epuizarea energiei inițiale a fiecărei particule se produce la străbaterea aceleiaşi distanțe, care este **parcursul mediu**, notat cu **R**, iar puterea de penetrare a fascicolului incident este măsurată de valoarea acestui parcurs.



Atenuarea fascicolelor de electroni se face după un mecanism mai complicat. Mai întâi trebuie să remarcăm că pierderea relativă de energie într-un proces de ionizare poate fi destul de însemnată, electronul delta fiind capabil să preia o parte apreciabilă a energiei electronului incident. Apoi trebuie menționate procesele de emisie a radiației de frânare în care un electron incident poate pierde chiar în totalitate energia sa inițială, fiind

astfel scos din fascicol. Scoaterea electronilor din fascicol se poate realiza şi ca urmare a unor procese de împrăştiere. Concluzia este că numărul de electroni din fascicolul de radiație se micşorează cu distanța, iar pierderea de energie nu se mai face în „porții" egale, căpătând un caracter probabilist. În discuția atenuării are importanță şi distribuția de energie a electronilor din fascicol, care poate fi monoenergetică sau cu spectru continuu. Singura asemănare dintre atenuarea fascicolelor de particule grele şi cea a fascicolelor de electroni este dată de existența unui parcurs maxim. Trebuie remarcată şi deosebirea dintre curbele de atenuare ale electronilor monoenergetici şi ale celor cu spectru continuu, cele din urmă având un caracter quasiexponențial, similar atenuării radiațiilor gamma. Parcursul maxim al unei radiații beta cu spectru continuu este acelaşi cu al unei radiații beta monoenergetice, de energie egală cu energia maximă a spectrului continuu. Valoarea parcursului depinde deci de energia maximă din spectru şi de natura substanței absorbante. Astfel, în aer, parcursul poate varia de la 0,1 cm pentru electroni cu energia de 0,01 MeV, până la 10 m pentru electroni de 5 MeV, valorile corespunzătoare în plumb fiind 1 μm, respectiv 0,5 cm.

1.4.4. Interacțiunea neutronilor cu substanța

Neutronii sunt particule neutre electric, având masă comparabilă cu a nucleelor atomice uşoare. Aceste caracteristici afectează în mod decisiv modul de interacțiune dintre neutroni şi substanță. Lipsa sarcinii electrice face ca neutronul să nu interacționeze prin forțe coulombiene cu electronii sau cu nucleele atomice. Pe de altă parte, masa neutronului este de aproape 2000 de ori mai mare decât a electronului, ceea ce are drept consecință faptul că la ciocnirea elastică neutron-electron, neutronul pierde o cantitate foarte mică de energie, iar devierea traiectoriei sale este neglijabilă. Singurele interacțiuni de interes rămân cele dintre neutroni şi nucleele atomice, determinate de acțiunea forțelor nucleare. Aceste interacțiuni se manifestă sub forma unor ciocniri elastice, caz în care vorbim de împrăştierea sau difuzia neutronilor, sau ca procese inelastice, caz în care au loc reacții nucleare, iar neutronii sunt absorbiți. Trebuie remarcat că energia cinetică a unui neutron care declanşează o reacție nucleară este mult mai mică decât cea necesară unui proton (sau altei particule încărcate), din cauza faptului că protonul trebuie să cheltuiască o energie însemnată pentru a învinge forțele de respingere electrostatică dintre el şi nucleu.

Difuzia neutronilor

Să presupunem că un neutron pătrunde într-un mediu gazos. Este posibil ca el să sufere un lung şir de ciocniri elastice cu moleculele gazului. În timp, prin ciocniri, energia cinetică inițială a neutronului se distribuie moleculelor de gaz, iar neutronul ajunge să fie un participant la mişcarea termică generală. În această situație energia sa cinetică medie devine egală cu cea a moleculelor gazului :

$$\overline{W} = \frac{3}{2}kT$$

k fiind constanta lui Boltzmann, iar T temperatura absolută a gazului. Un asemenea neutron se numeşte **neutron termic**, iar energia sa cinetică este de câteva sutimi de electronvolt. S-a convenit ca toți neutronii de energie inferioară valorii de 1 eV să fie considerați neutroni termici.

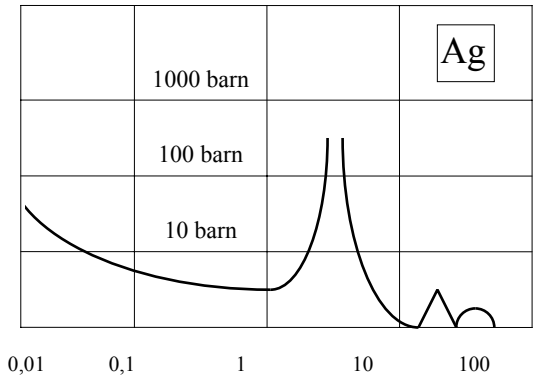
Împrăştierea elastică a neutronilor

Împrăştierea elastică a unui neutron este procesul de ciocnire perfect elastică dintre un neutron şi un nucleu atomic. Acest proces este modelat prin ecuațiile de conservare a impulsului şi a energiei cinetice. Analiza acestor ecuații arată că transferul maxim de energie de la neutron la nucleu are loc atunci când masa nucleului este foarte apropiată de cea a neutronului. Prin urmare, procesele de împrăştiere elastică conduc la atenuarea accentuată a energiei neutronilor în medii bogate în atomi de hidrogen (nucleul hidrogenului având o masă practic egală cu a neutronului). În scopuri experimentale sau tehnice se întâmplă adesea ca neutronii obținuți de la o anumită sursă, care sunt în general neutroni rapizi, să trebuiască să fie încetiniți pentru a produce reacția dorită. Încetinirea se face cu ajutorul unui **moderator**, adică un strat de substanță bogată în hidrogen (apă, apă grea, parafină, grafit), cu calitatea suplimentară de-a absorbi cât mai puțini neutroni.

Absorbția neutronilor

Captura neutronului *este procesul la care participă neutronul şi un nucleu atomic, prin care din neutron şi din nucleu se formează un alt nucleu (numit* ***nucleu compus****), aflat în stare energetică excitată.* Timpul de viață în stare excitată al nucleului compus este mic (între 10^{-12} s şi 10^{-20} s). Dezexcitarea energetică poate avea loc în trei moduri : prin reemisia unui neutron (caz în care procesul constituie de fapt o împrăştiere elastică a neutronului şi este specific neutronilor cu energii de ordinul megaelectronvolților), prin emisia unui foton gamma (proces preponderent

la energii ale neutronului de ordinul kilo-electronvolţilor) sau prin emisia unor particule încărcate.



Secţiunea eficace de absorbţie ca funcţie de energia neutronilor (în eV)

Captura neutronului la întâlnirea cu nucleul se produce cu o anumită probabilitate, denumită **secţiune eficace de absorbţie**. Valoarea secţiunii eficace de absorbţie depinde de energia neutronului şi de natura nucleului. După cum se poate remarca din diagrama alăturată, valabilă în cazul nucleului de argint, dar asemănătoare cu cea caracteristică şi altor elemente, există două zone în care absorbţia este facilitată: la o energie a neutronului de 1-100 eV şi la o energie de circa 0,025 eV. Acest comportament s-ar putea explica prin aceea că stările energetice ale nucleelor sunt cuantificate, astfel încât neutronii ce pot declanşa formarea nucleului compus trebuie să aibă o energie egală cu diferenţa de energie dintre două stări staţionare. În acest caz spunem că neutronii se află la rezonanţă cu nucleul.

Exemple de reacţii nucleare cu absorbţia neutronului şi emisia unui foton gamma sunt următoarele :

$$_{48}Cd^{113} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{48}Cd^{114} + \gamma$$

$$_{1}H^{1} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{1}H^{2} + \gamma$$

Cadmiul are secţiune eficace de absorbţie mare, în timp ce formarea deuteriului se face cu secţiune eficace mică. De aceea, prima reacţie este folosită îndeosebi pentru reducerea numărului de neutroni, iar cea de-a doua apare în straturile moderatoare de neutroni. Apariţia radiaţiilor gamma ca produs secundar de reacţie este nedorită şi impune mijloace speciale de protecţie. Energia radiaţiilor gamma secundare poate avea valori între 2,2 MeV la formarea deuteriului şi 7,5 MeV la reacţia cu cadmiul.

Reacţiile în care produşii de reacţie sunt particulele încărcate electric au loc în special cu nucleele având număr atomic mic. Două exemple sunt următoarele :

$$_{7}N^{14} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{6}C^{14} + {}_{1}p^{1}$$

$$_{5}B^{10} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{3}Li^{7} + {}_{2}He^{4}$$

În această categorie ar putea intra şi procesele de fisiune, declanşate la interacţiunea neutronilor cu nuclee grele.

Există şi reacții care conduc la multiplicarea neutronilor, cum ar fi :

$$_4Be^9 + {}_0n^1 \rightarrow {}_4Be^8 + 2\ {}_0n^1 \rightarrow 2\ {}_2He^4$$

Această reacție are un prag de 1,8 MeV şi este utilizată în moderatorii cu beriliu.

1.4.5. Concluzii

Caracteristica generală a proceselor de interacțiune dintre radiațiile nucleare şi materie constă în generarea perechilor de ioni. Fie că ionizarea are loc în mod direct (la interacțiunea particulelor încărcate cu substanța), fie că este consecința unor procese secundare (declanşate de electronii rezultați prin cele trei modalități de interacțiune ale radiației gamma sau de particulele încărcate şi de fotonii gamma produşi prin acțiunea neutronilor), ea însoțeşte propagarea tuturor radiațiilor nucleare.

De asemenea *orice radiație nucleară este atenuată în cursul propagării*. Atenuarea poate fi exponențială (în cazul radiației gamma) sau caracterizată de existența unui anumit parcurs al radiației. Tăria interacțiunii dintre radiație şi mediu este măsurată prin coeficientul de atenuare liniară, în cazul atenuării exponențiale, sau prin lungimea parcursului. Cu cât coeficientul de atenuare liniară este mai mare şi parcursul mai mic, cu atât interacțiunea este mai puternică şi puterea de pătrundere mai mică. O comparație între diferitele tipuri de radiații nucleare, din punct de vedere al puterii de pătrundere este prezentată în următorul tabel :

Radiația	Energia maximă (MeV)	Parcursul în aer (cm)	Parcursul în apă (cm)	Grosime de înjumătățire în aer (cm)	Grosime de înjumătățire în apă (cm)
alfa	5	3,48	0,0037	-	-
alfa	1	0,57	0,0006	-	-
beta	5	1900	2,2	310	0,4
beta	1	370	0,42	30	0,04
neutroni	5	∞	∞	8700	4,8
neutroni	1	∞	∞	6300	1,7
gamma	5	∞	∞	20000	24
gamma	1	∞	∞	8500	10

1.5. DETECTORI DE RADIAȚII NUCLEARE

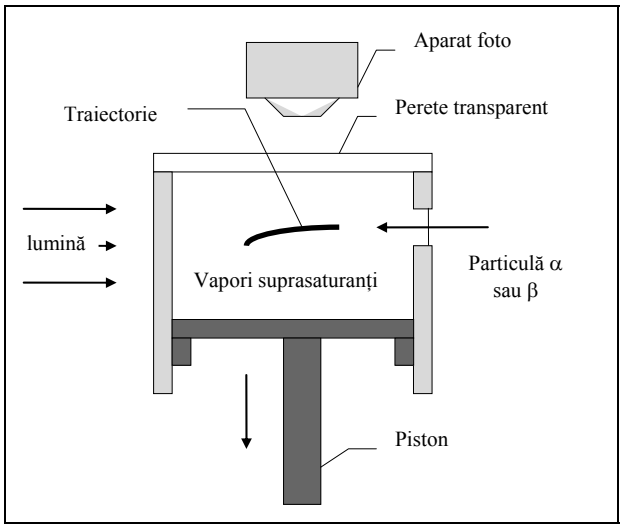
Termenul de „**detector de radiaţii**” este utilizat pentru a desemna diferitele dispozitive experimentale, mai simple sau mai complexe, folosite pentru a pune în evidenţă existenţa radiaţiei nucleare. *Caracteristica comună a detectorilor de radiaţii este faptul că funcţionarea lor se bazează pe efectele de ionizare şi excitare ale mediului, ce însoţesc propagarea radiaţiei.*

Vom face mai întâi o scurtă trecere în revistă a principalelor metode de detectare a radiaţiilor :

1. **Vizualizarea traiectoriei particulei nucleare în vapori supra-saturanţi sau lichide supraîncălzite**, în care ionii generaţi la trecerea particulei provoacă condensarea vaporilor sau vaporizarea lichidului. Metoda permite să se discernă între diferitele tipuri de particule nucleare şi să se estimeze energia acestora.
2. **Vizualizarea traiectoriei particulei nucleare în straturi de emulsie fotografică**. Procedeul se bazează pe reacţiile fotochimice induse la trecerea particulei. O variantă a acestei metode constă în schimbarea coloraţiei unor pigmenţi ca urmare a reacţiilor chimice provocate de trecerea particulei. Metoda este foarte eficace pentru studiul radiaţiilor cosmice şi pentru observarea interacţiunii dintre particulele rapide şi nucleele atomice.
3. **Punerea în evidenţă, prin măsurători electrice, a ionizării provocate de particulă într-un mediu gazos**. Dispozitivele de acest tip sunt numeroase, iar variantele constructive sunt proiectate fie pentru a pune în evidenţă tipul de particulă şi energia ei, fie pentru a înregistra doar prezenţa unei particule, indiferent de natura şi energia sa.
4. **Punerea în evidenţă luminii emise la impactul dintre radiaţie şi o substanţă fotoemisivă**. Din punct de vedere istoric, primul aparat destinat observării radiaţiilor a fost **spintariscopul**, inventat de sir William Crookes care a observat că un cristal de sulfură de zinc, expus radiaţiilor alfa, este sediul unor scânteieri luminoase (denumite în limbaj ştiinţific **scintilaţii**).
5. **Măsurarea modificărilor de conductivitate electrică ale unui semiconductor, apărute în prezenţa radiaţiei**. Metoda este utilizată îndeosebi pentru punerea în evidenţă a neutronilor şi radiaţiilor gamma.
6. **Măsurarea caracteristicilor radiaţiei Cerenkov** (radiaţia electromagnetică generată la traversarea unui dielectric solid sau lichid de către o particulă încărcată, având viteza de propagare superioară vitezei de fază a luminii în acel mediu). Utilizând efectul Cerenkov este posibil să se determine cu precizie foarte mare viteza particulei şi implicit energia sa.

În funcție de scopul urmărit, determinarea caracteristicilor de propagare ale particulelor individuale sau măsurarea caracteristicilor globale ale radiației, putem utiliza una sau alta dintre aceste metode de măsură. Vom prezenta în continuare câteva dintre cele mai cunoscute tipuri de detectoare de radiații, specificând totodată domeniul de utilizare.

1.5.1. Camera Wilson şi camera cu bule



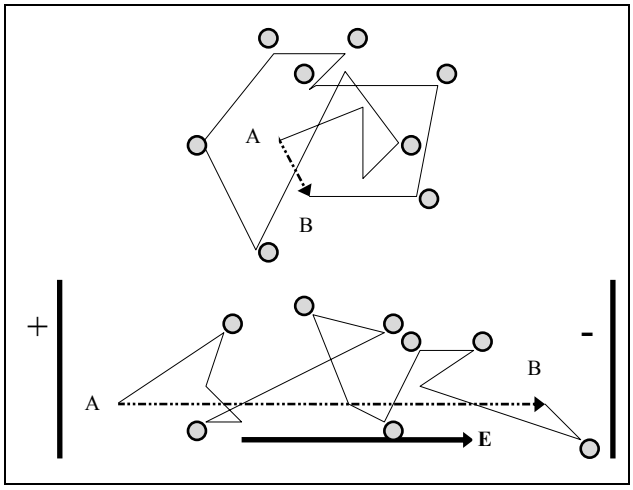
Camera Wilson, denumită şi camera cu ceață, este un dispozitiv de detecție care permite vizualizarea traiectoriei unei particule încărcate ce se propagă într-un mediu gazos. Gazul, aflat într-o incintă cu piston, poate fi supus unei detente rapide, astfel încât se răceşte brusc.. Temperatura scade sub valoarea la care presiunea gazului este inferioară presiunii de saturație, adică gazul ajunge în stare de vapori suprasaturați. În această situație vaporii au tendința de a se condensa. Începerea condensării poate avea loc doar în jurul aşa numiților „centri de condensare”. Exemple de centri de condensare pot fi particulele de praf sau ionii. Dacă mediul este „curat”, adică dacă centrii de condensare lipsesc, procesul de condensare nu poate avea loc. Funcționarea camerei cu ceață presupune tocmai realizarea unei asemenea situații. Să presupunem acum că o particulă încărcată (de exemplu o particulă alfa sau beta) pătrunde prin peretele camerei în interiorul vaporilor suprasaturați. Particula declanşează procese de ionizare primare şi secundare, aşa cum s-a arătat anterior. Ionii formați la trecerea particulei devin centri de condensare. În jurul lor se formează micropicături de lichid care au proprietatea că provoacă difuzia razelor paralele de lumină ce provin de la o sursă aflată în exteriorul camerei. În acest mod traiectoria particulei este marcată de micropicăturile de lichid, care au aspectul unei dâre de ceață. Dâra poate fi fotografiată cu ajutorul unei camere fotografice plasate sub un unghi drept față de direcția fascicolului de lumină incident. În funcție de puterea de ionizare a particulei, urma lăsată în camera cu ceață este mai lungă sau mai scurtă, mai groasă sau mai subțire. Astfel particulele alfa determină dâre scurte şi groase, în vreme ce electronii produc dâre lungi, subțiri şi întrerupte. Energia particulei incidente poate fi estimată după nu-

mărul de ioni formaţi, adică după lungimea şi grosimea dârei lăsate. Aplicarea unui câmp magnetic exterior permite calcularea sarcinii specifice a particulei în funcţie de curbura pe care-o capătă traiectoria sa. Readucerea camerei Wilson într-o stare ce permite efectuarea unei noi măsurători presupune comprimarea gazului şi eliminarea ionilor cu ajutorul unui câmp electric sau prin acţiunea vaporilor unei substanţe organice, după care se face o nouă destindere.

Camera cu bule are un principiu de funcţionare asemănător, bazat pe o cantitate de lichid (propan, butan lichefiat, etc.) aflat la o temperatură superioară celei de fierbere. În lipsa centrilor de vaporizare fierberea nu poate începe. Trecerea unei particule încărcate determină apariţia ionilor, care se constituie în centri de vaporizare. În jurul ionilor apar astfel microbule care conţin vapori de lichid şi marchează traiectoria particulei. Domeniul de utilizare al camerei cu bule îl constituie punerea în evidenţă a particulelor încărcate, având energii cinetice foarte mari.

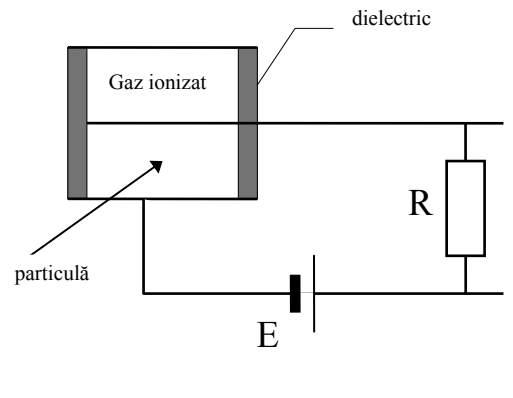
Camera cu ceaţă şi camera cu bule sunt instrumente de laborator, improprii determinării gradului de poluare radioactivă într-o misiune de teren. În plus ele nu oferă posibilitatea de a aprecia intensitatea radiaţiilor, dar, în schimb, permit studiul distribuţiei ionilor rezultaţi prin acţiunea radiaţiei şi măsurarea parcursului acesteia.

1.5.2. Detectori bazaţi pe colectarea ionilor generaţi într-un gaz



Considerăm ionizarea globală (primară şi secundară) produsă la trecerea unei radiaţii printr-un mediu gazos. Ionii se află în mişcare, ciocnindu-se cu moleculele mediului. În urma acestor ciocniri direcţia lor de mişcare se modifică. În lipsa unui câmp electric mişcarea ionilor este haotică, deplasarea medie AB faţă de locul de formare fiind neînsemnată. Acest fenomen se numeşte **difuzia ionilor**. În cursul acestei mişcări dezordonate un ion poate întâlni un ion de semn opus, cu care se poate recombina, formând doi atomi neutri. Se pierde astfel posibilitatea de-a colecta ionii formaţi şi implicit de-a pune în evidenţă trecerea radiaţiei. Dacă în interiorul gazului se stabileşte un câmp electric între doi electrozi, ionii, sub acţiunea

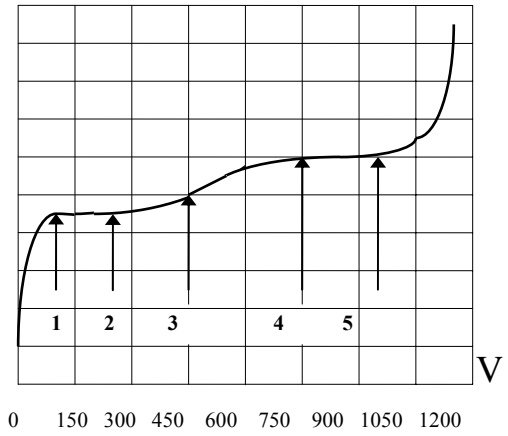
forțelor electrostatice, se depărtează în timp de locul în care s-au format, în sensuri opuse dacă sarcina lor este de semn diferit. Apare astfel posibilitatea ca ionii pozitivi să fie colectați separat de cei negativi sau de electroni. Cu cât intensitatea câmpului electric este mai mare, cu atât fenomenul de recombinare este împiedicat, iar cantitatea de ioni colectați de electrozii care generează câmpul electric este mai mare. Mărirea în continuare a câmpului electric face ca ionii sau electronii să dobândească într-un timp scurt suficientă viteză pentru ca, prin ciocnire cu atomii sau moleculele neutre, să genereze o ionizare suplimentară. În acest mod ionizarea globală produsă de radiație poate fi amplificată. În principiu după un timp mai lung sau mai scurt toți ionii formați în interiorul gazului ar putea fi colectați de electrozi, determinând o variație de tensiune electrică, a cărei măsurare ar putea oferi informații asupra radiației incidente. Pe scurt acesta ar putea fi principiul de funcționare a unui detector bazat pe colectarea ionilor generați de radiație.



Schema de principiu a detectorului de ionizare

Construcția unui asemenea detector şi montajul electric utilizat sunt prezentate în figura alăturată. Detectorul este constituit dintr-un cilindru, al cărui perete lateral joacă rolul electrodului negativ (catod). Bazele cilindrului sunt confecționate dintr-un material dielectric. Electrodul pozitiv, adică anodul, este format dintr-un fir metalic ce urmează direcția axei de simetrie a cilindrului. Detectorul este umplut cu gaz (de exemplu, azot) la presiune redusă. Alimentarea montajului electric se face de la o sursă de curent continuu. Colectarea ionilor de către electrozi este echivalentă trecerii unui curent electric prin interiorul gazului din cilindru şi implicit prin rezistorul R. Curentul electric ce trece prin rezistorul de sarcină determină apariția unei căderi de tensiune la bornele acestuia, care poate fi amplificată şi măsurată.

Studiul experimental al funcționării unui asemenea tip de detector a fost întreprins de G. G. Montgomery şi D. D. Montgomery în anul 1941.



Sarcina colectată în funcție de tensiunea aplicată la borne

Diagrama alăturată sintetizează rezultatele obținute. Ionizarea gazului era declanşată de trecerea prin detector a unui electron capabil să producă 100 de ioni. S-a observat că pentru tensiuni de alimentare mici (între 0 şi 100 V) numărul de electroni colectați este inferior numărului de ioni produşi. Fenomenul este explicabil prin aceea că recombinările reprezintă procesul preponderent în interiorul cilindrului. Pentru tensiuni de alimentare între 100 V şi 200 V, numărul de ioni colectați este practic constant şi egal cu numărul de ioni generați la trecerea electronului. Acest regim de funcționare al detectorului se numeşte **regimul de cameră de ionizare**, caracterizat de faptul că *pulsul de curent al detectorului este independent de tensiunea aplicată şi este proporțional cu ionizarea globală produsă de particulă*, constituind astfel o măsură a energiei acesteia. Creşterea în continuare a tensiunii de alimentare a detectorului atrage după sine creşterea numărului de ioni colectați. Fenomenul se explică prin apariția ionizărilor suplimentare, produse ca urmare a ciocnirilor dintre ionii accelerați de câmpul electric şi moleculele neutre. Amplificarea ionizării inițiale poate fi foarte însemnată (la tensiunea de 550 V pentru fiecare ion inițial se generează alți 100 de ioni suplimentari). Analiza caracteristicii curent-tensiune a detectorului arată existența unui interval de tensiune (între 400 V şi 600 V) în care *numărul de ioni colectați este proporțional atât cu numărul inițial de ioni, cât şi cu tensiunea aplicată*. Acest interval de tensiune corespunde funcționării detectorului în **regim de contor proporțional**. Crescând şi mai mult tensiunea, observăm că între 750 V şi 1000 V *numărul de ioni colectați nu mai depinde nici de valoarea ionizării inițiale, nici de tensiunea aplicată*. Acest fapt se explică prin aceea că are loc o **descărcare în avalanşă**, consecința fiind că ionizarea suplimentară cuprinde toate moleculele de gaz din cilindru. În aceste condiții este evident că numărul de ioni colectați depinde doar de cantitatea de gaz din cilindru, fiind independent de numărul inițial de ioni şi de tensiune. Totuşi, pentru producerea descărcării în avalanşă, este necesară prezența unui număr oarecare de ioni inițiali, fără care ionizarea suplimentară nu poate apare. Regimul de funcționare al detectorului între aceste limite de tensiune se numeşte **regimul de contor Geiger-Müller**. Mărirea în continuare a tensiunii de alimentare face ca detectorul să intre în **regim de autodescărcare** (adică apa-

riţia descărcării în avalanşă ca urmare a ionizărilor întâmplătoare care se produc la ciocnirea a două molecule neutre ale gazului în cursul mişcării de agitaţie termică), iar în final provoacă distrugerea detectorului.

Experimentele efectuate cu alte particule ionizante au condus la rezultate asemănătoare. Concluziile experienţelor pot fi sistematizate astfel:

- se pot construi trei tipuri de detectori de ionizare : **camerele de ionizare, contoare proporţionale şi contoare Geiger-Müller**.
- camerele de ionizare funcţionează la tensiuni relativ scăzute, având calitatea că răspunsul lor este independent de tensiune între anumite limite şi este proporţional cu ionizarea iniţială produsă de radiaţie, dar şi dezavantajul că amplitudinea pulsului este foarte mică.
- contoarele proporţionale oferă un puls mult mai puternic decât camerele de ionizare, proporţional cu ionizarea iniţială, dar păstrarea constantă a coeficientului de proporţionalitate impune o foarte bună stabilizare a tensiunii de alimentare.
- contoarele Geiger-Müller se caracterizează printr-un puls puternic, acelaşi oricare ar fi particula ionizantă, fiind, prin urmare. capabile doar să semnaleze trecerea unei particule, fără a oferi informaţii despre natura sa.

Trebuie menţionat şi faptul că răspunsul unui detector este condiţionat şi de tipul de radiaţie pe care trebuie să-l pună în evidenţă. Problemele cele mai mari sunt legate de radiaţiile gamma. După cum am arătat deja, acestea pot fi puse în evidenţă doar datorită electronilor pe care îi generează prin cele trei tipuri de procese de interacţiune caracteristice, iar interacţiunea lor cu substanţa este foarte slabă, ceea ce înseamnă că adesea trecerea fotonului gamma prin detector nu se materializează prin generarea niciunui electron. Electronii generaţi pot avea energii diferite chiar dacă corespund unor fotoni de aceeaşi energie. Aceasta înseamnă că şi răspunsurile camerei de ionizare sau ale contorului proporţional vor fi diferite. Doar răspunsul contorului Geiger-Müller nu va diferi de la un foton gamma la altul. Dar chiar şi în cazul particulelor încărcate, aparţinând unor fascicole „monoenergetice”, apar probleme legate de distribuţia statistică a energiei particulelor din fascicol şi de caracterul statistic al producerii ionizărilor sau al fenomenelor de recombinare. Din aceste motive măsurarea caracteristicilor unei radiaţii se poate face doar prin medierea rezultatelor obţinute într-un număr mare de măsurători individuale atunci când folosim camera de ionizare sau contorul proporţional. Utilizarea contorului Geiger-Müller se restrânge doar la punerea în evidenţă a existenţei unei radiaţii şi la determinarea fluxului de particule transportat de aceasta.

Vom prezenta în continuare câteva detalii constructive privind cele trei tipuri de detectori de ionizare.

Camera de ionizare

Dimensiunea sau forma unei camere de ionizare sunt alese astfel încât să corespundă scopului în care este utilizată aceasta. De exemplu, dacă dorim ca toate particulele de aceeaşi natură, având aceeaşi energie, să producă efecte comparabile, este indicat ca electrozii să fie plan-paraleli, astfel încât câmpul electric să fie uniform şi efectul său acelaşi, indiferent de zona prin care trece particula. Dorința de a colecta toți ionii generați impune ca lungimea camerei de ionizare să fie mai mare decât parcursul particulei. În funcție de dimensiunile camerei şi de geometria acesteia, tensiunea de alimentare este de câteva sute până la câteva mii de volți. Mediul gazos al camerei poate fi aerul la presiune atmosferică (caz în care sursa de radiații se poate introduce chiar în interiorul camerei, metodă preferată în cazul surselor alfa) sau un gaz inert la presiune ridicată (până la 150 de atmosfere), pentru a reduce parcursul radiației. Colectarea electronilor liberi are loc într-un timp de circa 1 μs, iar colectarea ionilor durează până la 1 ms. Aceste valori de timp stabilesc **rezoluția temporală** a camerei, adică capacitatea de a discerne între două particule ce trec prin ea succesiv.

Contorul proporțional

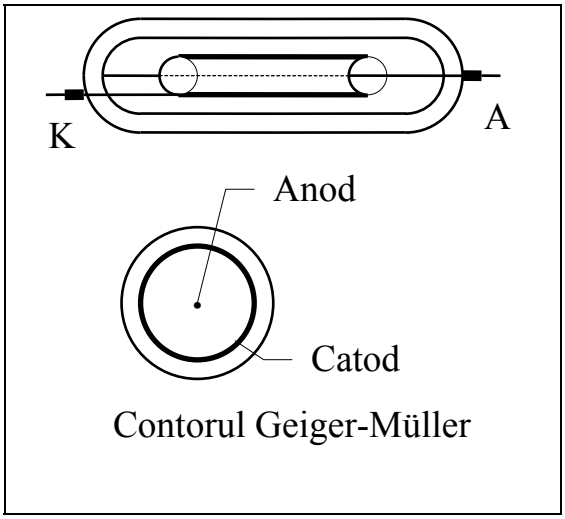
Geometria contorului proporțional este întotdeauna cilindrică, un rol important avându-l asigurarea unei simetrii cât mai perfecte. Firul central are un diametru foarte redus (0,02-0,2 mm), calitate ce asigură ca multiplicarea să se producă doar într-o zonă restrânsă ca dimensiuni (aproximativ 0,01 mm) în jurul său şi permite eliminarea erorilor generate de traiectoriile diferite ale particulelor ionizante. Tensiunea de alimentare a unui contor proporțional este cuprinsă între 500 V şi 3000 V şi este necesar să fie foarte bine stabilizată. Gazul cu care este umplut contorul trebuie să aibă moleculă monoatomică pentru a îmbunătăți randamentul amplificării ionizării inițiale (la un gaz poliatomic se poate întâmpla ca în loc de ionizare să se producă disocierea moleculei). O presiune mai ridicată conduce în general la creşterea amplificării. S-a observat experimental că adăugarea unui gaz cu moleculă poliatomică, în cantitate redusă, face ca detectorul să fie afectat mai puțin de variațiile în tensiunea de alimentare. În mod curent se folosesc contoare umplute cu argon, la care se adaugă până la 10% metan sau izobutan. Deoarece gazul poliatomic se disociază, modificând astfel parametrii contorului, s-a recurs şi la folosirea unor contoare cu circulație de

gaz poliatomic (metan), în care mediul gazos se reîmprospătează permanent. Timpul de colectare al ionilor este de ordinul de mărime a 1 μs.

Contorul Geiger-Müller

Funcționarea contorului Geiger-Müller se bazează pe descărcarea electrică în avalanşă. Particularitatea descărcării în avalanşă constă în faptul că, alături de ionizarea inițială şi ionizarea suplimentară indusă de ionii accelerați, apar electroni şi prin efect fotoelectric sau emisie secundară. Efectul fotoelectric este declanşat de fotonii emişi de moleculele sau atomii excitați prin ciocniri. Emisia secundară este provocată de ciocnirea ionilor pozitivi cu catodul. Prin ciocniri, efect fotoelectric şi emisie secundară fenomenele de ionizare se extind în întreg gazul din detector, iar sarcina electrică generată este mult mai mare decât cea datorată ionizării inițiale, fără a mai păstra o relație de proporționalitate cu aceasta.

Reluarea măsurătorilor cu acest detector presupune mai întâi „stingerea" descărcării, adică revenirea gazului din interior (argon) la o stare de molecule neutre electric. Modalitățile de-a grăbi acest proces sunt două la număr : utilizarea în circuitul electric a unui rezistor de sarcină de rezistență electrică foarte mare, astfel încât în timpul colectării ionilor tensiunea la bornele detectorului să scadă suficient de mult pentru a înceta descărcarea în avalanşă şi adăugarea de vapori de substanță organică (de exemplu, alcool) la mediul gazos al contorului. Rolul substanței organice (numit **rol extinctor**) este acela de-a contracara generarea suplimentară de electroni prin efect fotoelectric şi emisie secundară (astfel fotonii responsabili de producerea efectului fotoelectric interacționând cu molecula organică provoacă disocierea şi nu ionizarea acesteia, iar ionii pozitivi înainte să ajungă la catod pot ciocni o asemenea moleculă, transferă sarcina lor electrică moleculei, iar aceasta ciocnind catodul se neutralizează fără apariția emisiei secundare, pentru că viteza sa este mult mai mică decât a unui ion). Timpul după care se realizează colectarea ionilor, iar contorul este pregătit pentru o nouă determinare, are valori relativ mari în comparație cu celelalte detectoare de ionizare: între 10 μs şi 100 μs.



Contorul Geiger-Müller

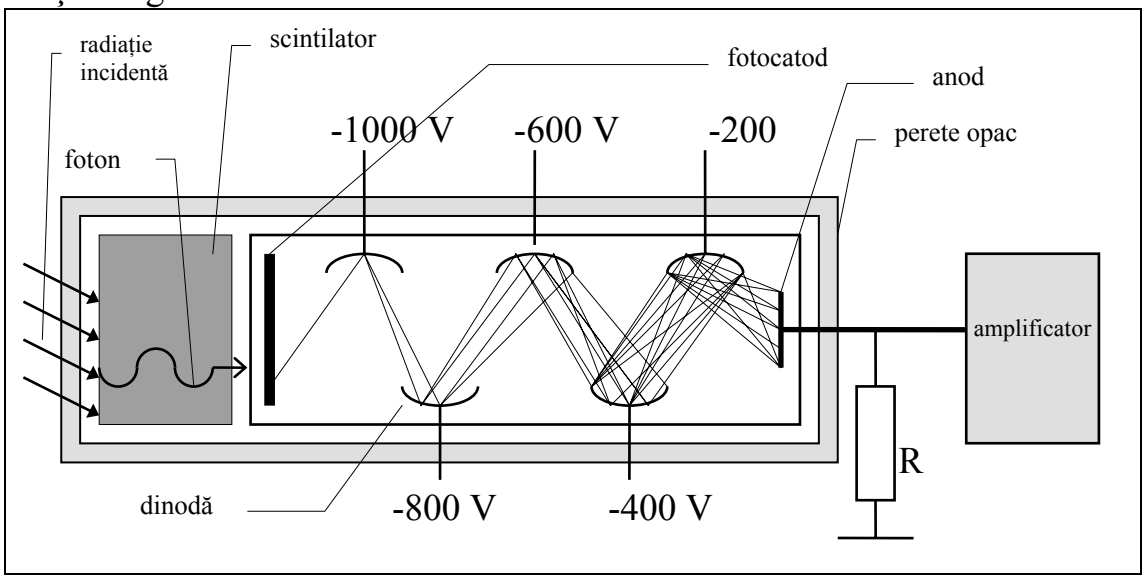
Construcţia tuturor contoarelor Geiger-Müller este asemănătoare: anodul este un fir central subţire, din wolfram, catodul este cilindric şi coaxial cu anodul, iar ambii electrozi sunt conţinuţi într-un tub cilindric, având la extremităţi contactele electrice. În funcţie de utilizarea pe care-o primesc contoarele, există unele particularităţi. Astfel dacă contorul este utilizat pentru detecţia radiaţiilor gamma, el se confecţionează din sticlă, iar catodul este un cilindru din cupru sau wolfram sau o depunere metalică pe peretele interior al tubului. La detectarea radiaţiilor beta de energie mare (peste 1 MeV) sau pentru unele radiaţii gamma se utilizează contoare din aluminiu, la care peretele are şi rol de catod. Există şi contoare cu catod exterior, format dintr-un strat de grafit coloidal aplicat pe faţa exterioară a tubului contorului (care este confecţionat din sticlă). Pentru detectarea radiaţiilor beta de energii mai scăzute se utilizează contoare ce au practicată în învelişul din sticlă o „fereastră" confecţionată din foiţă subţire de mică.

1.5.3. Detectori de scintilaţii

Există substanţe care sub acţiunea radiaţiilor emit cuante de lumină. După valoarea intervalului de timp dintre momentul excitării substanţei şi momentul emisiei de lumină aceste substanţe sunt denumite **fluorescente** (dacă timpul mediu de viaţă al stării excitate este în jur de 0,01 μs), sau **fosforescente** (la care acest interval este cuprins între câteva microsecunde şi chiar câţiva ani). Detectorii de scintilaţii au în alcătuirea lor substanţe fluorescente, denumite **fosfori**, cum ar fi: cristale de iodură de sodiu activat cu urme de taliu, cristale de naftalen, antracen, stilben sau unele materiale plastice. Durata emisiei de lumină a acestor substanţe se poate întinde între 0,25 μs pentru iodura de sodiu şi 6 ns pentru stilben. Cel mai răspândit fosfor este antracenul deoarece asigură cele mai intense scintilaţii.

Un detector de scintilaţii are în construcţie un cristal fluorescent, care asigură emisia unei radiaţii luminoase atunci când este traversat de o radiaţie. Cel de-al doilea component al detectorului de scintilaţii este denumit **fotomultiplicator**. Acesta este un tub vidat, prevăzut cu un fotocatod, mai mulţi electrozi negativi (denumiţi dinode) şi un anod. Fotocatodul este aco-

perit cu o substanță care generează fotoelectroni atunci când se află sub acțiunea luminii. Aceşti fotoelectroni sunt accelerați în câmpul electric dintre dinode. Viteza atinsă de electron în câmpul electric îi permite acestuia ca la ciocnirea cu dinoda următoare să provoace emisia unor electroni secundari. Aceşti electroni sunt accelerați la rândul lor, provocând alte emisii secundare. În acest mod un fotoelectron generat de fotocatod provoacă emisia unui mare număr de electroni secundari. Semnalul electric pe care aceştia îl determină după colectarea pe anod este suficient de intens pentru a fi amplificat şi înregistrat.



Rezoluția temporală a fotomultiplicatorului este limitată de timpul de fluorescență al cristalului (0,03 μs pentru antracen) şi de durata amplificării electronice (care în general nu depăşeşte timpul de fluorescență).

Este recomandabil ca fotomultiplicatoarele să fie folosite pentru punerea în evidență a radiațiilor încărcate electric, pulsul de tensiune obținut depinzând de puterea de ionizare a acestora. Măsurarea radiațiilor gamma cu ajutorul fotomultiplicatoarelor nu este precisă, pentru că fotonii gamma de energii egale determină răspunsuri foarte diferite ale detectorului.

1.5.4. Caracteristicile detectorilor de radiații

Cunoaşterea caracteristicilor detectorilor de radiații permite alegerea celui mai potrivit dintre ei atunci când avem de efectuat o măsurătoare concretă. Prezentăm în continuare o listă a principalelor caracteristici ale detectorilor de ionizare şi scintilații.

Amplitudinea pulsului reprezintă mărimea semnalului electric de la ieşirea detectorului. Contoarele Geiger-Müller umplute cu vapori de substanță organică produc pulsuri cu amplitudinea de 0,1-15 V, iar cei cu halogen pulsuri de 1-100 V. Un fotomultiplicator generează un semnal de 0,1-1 V.

Selectivitatea este capacitatea unui detector de a face diferența între diferite tipuri de radiații, sau de a discrimina între energia radiațiilor de acelaşi tip. În particular această calitate se referă şi la posibilitatea de a discerne între fondul permanent de radiație şi radiația generată de o sursă radioactivă slabă. Contorul Geiger-Müller nu este selectiv, în timp ce camera de ionizare, contorul proporțional şi fotomultiplicatorul sunt selective.

Puterea de rezoluție este determinată de capacitatea detectorului de-a colecta o sarcină electrică cât mai mare (capabilă să ofere un puls de tensiune măsurabil) într-un timp cât mai scurt. Alături de noțiunea de putere de rezoluție se pot folosi şi alte noțiuni cu sens similar. Astfel **timpul de rezoluție** este intervalul de timp de la începutul unui puls până în momentul în care se poate înregistra un alt puls bine separat. Puterea de rezoluție este definită ca inversul timpului de rezoluție. **Timpul mort** este intervalul de timp de la începutul unui puls în care detectorul nu este sensibil la trecerea altei particule de radiație. Timpul mort are o valoare mai mică decât timpul de rezoluție. Camera de ionizare sub presiune cu colectare de ioni pozitivi şi contoarele Geiger-Müller cu catod extern au putere de rezoluție mică, în vreme ce fotomultiplicatoarele au putere de rezoluție mare.

Circuitul electronic auxiliar furnizează înalta tensiune necesară funcționării detectorului şi amplifică şi înregistrează pulsurile obținute. Contoarele proporționale şi fotomultiplicatoarele pretind o exigență deosebită în ceea ce priveşte stabilizarea tensiunii de alimentare. Calitățile amplificatorului sunt condiționate de amplitudinea pulsului de tensiune generat de detector.

Geometria detectorului afectează aşa-numitul „volum sensibil” al detectorului, adică zonă spațială din cuprinsul acestuia în care trecerea unei particule de radiație declanşează apariția pulsului de tensiune. Volumul sensibil al unui contor Geiger-Müller sau al unui contor proporțional nu poate fi cunoscut cu precizie din cauza regiunilor de la capetele firului central, unde câmpul electric este distorsionat.

Pătrunderea radiaţiilor în contor poate fi afectată de grosimea peretelui exterior şi materialul din care este confecţionat acesta. Radiaţiile gamma şi neutronii pot străbate cu uşurinţă peretele detectorului. Radiaţiile alfa sunt cel mai puţin penetrante şi de aceea, pentru a fi detectate, se poate recurge fie la introducerea sursei radioactive în interiorul detectorului, fie la dotarea detectorului cu o fereastră foarte subţire dintr-un material ce permite trecerea radiaţiei. Fotomultiplicatoarele prezintă avantajul că radiaţia pătrunde direct în cristalul scintilator.

Eficacitatea detectorului este definită ca raportul dintre numărul de pulsuri măsurat într-un anumit timp şi numărul de particule de radiaţie care au traversat volumul sensibil al detectorului în acest timp. Eficacitatea este afectată şi de sensibilitatea circuitului electronic de amplificare întrucât există posibilitatea ca detectorul să furnizeze un puls de tensiune, dar amplitudinea acestuia să fie prea mică pentru a fi pusă în evidenţă de amplificator. În general eficacitatea detectorilor este mai ridicată pentru particulele încărcate (poate atinge 100% pentru particulele alfa) şi mai slabă pentru fotonii gama (cel mult 2% într-un contor Geiger-Müller cu catod intern din plumb şi cel mult 35% în cazul unui fotomultiplicator) şi neutroni.

Stabilitatea termică se referă la independenţa caracteristicii de numărare de temperatură. Este posibil ca în funcţie de temperatură compoziţia gazului din detector să se modifice, sau să apară pulsuri parazite datorate ionizărilor produse prin mişcarea de agitaţie termică. În cazul detectorilor de scintilaţii se poate modifica „zgomotul de fond”, adică emisiile întâmplătoare de fotoni datorate agitaţiei termice. Un bun detector trebuie să funcţioneze în condiţii de temperatură cât mai variate, fără ca să se producă o alterare a caracteristicii de numărare.

Durata de funcţionare este condiţionată de reacţiile chimice ireversibile care modifică mediul gazos din interiorul detectorului, de rezistenţa mecanică şi de fiabilitatea componentelor electrice ale detectorului. Astfel într-un contor Geiger-Müller având ca substanţă extinctoare vapori organici, la fiecare puls se disociază între 10^8 şi 10^9 molecule de extinctor pentru stingerea descărcării în avalanşă. În acest mod substanţa organică din detector se consumă după 10^8 până la 10^9 pulsuri, după care contorul devine inutilizabil. În gama detectoarelor de radiaţii camera de ionizare este cea mai robustă, având o durată de funcţionare practic nelimitată, iar contoarele Geiger-Müller cu autoextincţie umplute cu gaz organic, durata de funcţionare cea mai redusă.

1.6. ACȚIUNEA BIOLOGICĂ A RADIAȚIILOR

Radiațiile nu interacționează cu substanța vie într-o modalitate diferită de interacțiunea cu un mediu oarecare. *Produsul principal al interacțiunii rămâne apariția ionizării directe sau indirecte*. Mai mult, din punct de vedere fizic, rezultatele sunt comparabile cu acțiunea radiației asupra apei, deoarece apa este constituentul principal al țesuturilor în toate organismele vii.

O cercetare mai aparte merită interacțiunea dintre neutroni şi mediul biologic, nu din cauză că mecanismul de interacțiune ar diferi, ci pentru că perturbările induse pot fi extrem de importante pentru menținerea integrității structurale şi funcționale a țesutului. La energii sub 20 MeV, un neutron participă în special la procese de împrăştiere elastică, în urma cărora o parte din energia cinetică a neutronului se transferă nucleului cu care are loc interacțiunea. Aceste procese pot fi modelate ca nişte ciocniri elastice între două particule rigide, cu respectarea legilor de conservare ale impulsului şi energiei. Calculele teoretice arată că transferul de energie este maxim dacă masa nucleului-țintă este comparabilă cu a neutronului. În această situație se găsesc nucleele de hidrogen, a căror masă este practic egală cu a neutronului. Valoarea medie a energiei cinetice cedată de un neutron unui nucleu de hidrogen este de 50% din energia inițială a neutronului. Ca urmare a ciocnirii cu neutronul, nucleul de hidrogen, adică protonul, este „smuls” din structura de care aparținea şi antrenat într-o mişcare cu viteză considerabilă. Deoarece aproximativ două treimi din atomii prezenți într-un țesut sunt atomi de hidrogen, rezultă o probabilitate mare de apariție a **protonilor de recul**, care preiau în jur de 90% din energia inițială a unui neutron. Protonii de recul cu energie mare pot provoca ionizări, iar cei cu energie redusă provoacă procese de excitare sau fragmentarea unor molecule. Neutronii cu energii mai joase de 100 eV pot fi capturați de nucleele de hidrogen sau azot, conform reacțiilor :

$$ {}_{7}N^{14} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{6}C^{14} + {}_{1}p^{1} $$

$$ {}_{1}H^{1} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{1}H^{2} + \gamma $$

Protonul rezultat din prima reacție are energie cinetică de 0,660 MeV, iar carbonul-14 este radioactiv, emițând prin dezintegrare particule beta de mică energie. Fotonul gama rezultat din cea de-a doua reacție are o energie de 2,2 MeV. Cele două reacții au importanță atât prin energia produşilor de reacție, cât şi prin modificările chimice care rezultă.

Efectul iradierii unui țesut viu nu depinde doar de procesele fizice ce au loc la nivel microscopic, ci în special de modificările structurale sau funcționale induse de acțiunea radiației.

1.6.1.Efecte biologice ale radiațiilor

Urmările biologice ale iradierii unui țesut sunt extrem de complexe, pornind de simpla modificare sau disociere a unor molecule, până la efectele pe care le pot aduce aceste schimbări, chiar după ani de zile, organismului sau generațiilor următoare.

Principala cauză a consecințelor biologice ale iradierii constă în modificările chimice care apar la nivelul celulei. Aceste modificări consistă fie în disocierea moleculelor prin interacțiunea cu ionii pozitivi generați la iradiere, fie în schimbarea compoziției lor chimice ca urmare a capturării unui neutron. Dacă molecula modificată are rol de enzimă (adică acționează ca un catalizator în diferite procese chimice la nivel celular) sau de purtător al mesajului genetic (molecule de AND sau ARN), funcționarea celulei poate fi afectată, iar disfuncționalitatea celulelor specializate (de pildă a celor aflate în măduva osoasă şi responsabile de hematopoieză) poate perturba întregul organism.

Modul în care radiația produce efecte biologice poate fi clasificat astfel :

- **acțiune directă**, adică modificările pe care radiația însăşi le provoacă la nivelul substanței celulare şi care se pot manifesta prin distrugerea celulei.
- **acțiune indirectă**, adică modificările la nivel molecular datorate acțiunii chimice a radicalilor ionizați, formați la interacțiunea radiației cu moleculele de apă din protoplasma celulară. Aceste procese chimice sunt influențate de condițiile de mediu (de exemplu, pH-ul intracelular) şi pot fi diminuate prin utilizarea ca mijloc de radioprotecție a unor substanțe chimice care reacționează cu radicalii ionizați, salvând de la distrugere materialul celular.
- **acțiune de la distanță**, adică prin daunele pe care iradierea unei anumite părți a organismului le poate aduce funcționării unei alte părți a organismului, care nu a fost iradiată.

Sensibilitatea celulelor individuale la iradiere este mai accentuată dacă procesele biochimice la nivel celular sunt mai intense. În acest sens putem menționa celulele aflate în faza de mitoză (adică de înmulțire prin divizare),

în care materialul genetic este mai vulnerabil la iradiere. Sensibilitatea ţesuturilor la iradiere este mult mai diversificată decât a celulelor individuale. Acest fapt este datorat rolului diferit pe care îl au ţesuturile în funcţionarea întregului organism. Scara descendentă a sensibilităţii la iradiere a diferitelor organe sau structuri celulare se prezintă astfel: sângele şi ţesuturile hematopoietice (adică generatoare de hematii şi leucocite), organele de reproducere, mucoasele, plămânii, rinichii, muşchii, ţesutul osos şi ţesutul nervos.

Efectele biologice ale iradierii pot fi clasificate în două categorii : efecte somatice şi efecte genetice.

- **efectele somatice** sunt efectele resimţite la nivelul organismului iradiat. În funcţie de localizare ele se prezintă astfel :

- efecte asupra pielii : la expuneri moderate pielea se înroşeşte, la expuneri mari devine lucioasă şi iritabilă, iar la expuneri foarte mari se produc arsuri. Sursa de iradiere a pielii o constituie radiaţiile gamma emise de la distanţă sau materialele radioactive depuse pe ea sau pe îmbrăcăminte.

- efecte asupra sângelui : care se concretizează în scăderea numărului leucocitelor, cu consecinţe grave în ceea ce priveşte răspunsul imunitar al organismului. Sursa iradierii o reprezintă substanţele radioactive ingerate sau ingurgitate de subiect.

- efecte asupra oaselor : manifestate prin necroza acestora. Distrugerea ţesutului osos are consecinţe extrem de negative pentru că măduva osoasă este responsabilă de multiplicarea hematiilor şi leucocitelor. Suferinţa provocată de distrugerea măduvei osoase este principala cauză a aşa-numitei „boli a radiaţiilor” şi poate conduce la moartea persoanei. Sursele iradierii oaselor pot fi elementele alfa-radioactive care se fixează în structura moleculară a acestora datorită proprietăţilor chimice asemănătoare cu acelea ale calciului (radiu, stronţiu).

- efectul cancerigen : acţiunea prelungită a radiaţiilor asupra unui ţesut poate provoca cancerizarea acestuia şi apariţia neoplasmelor.

- căderea părului : este şi el unul din efectele pe care le poate produce expunerea prelungită la radiaţii.

- efecte asupra organelor genitale : care constau în micşorarea fertilităţii sau chiar instalarea sterilităţii. Aceste efecte sunt uneori reversibile în timp.

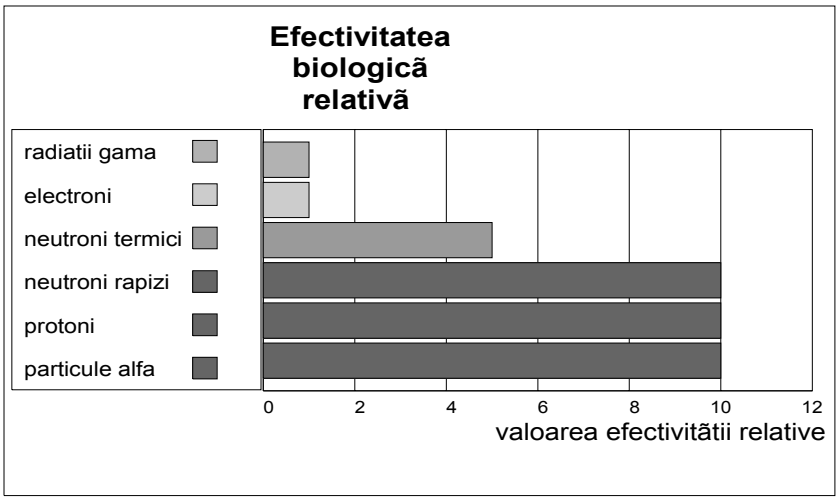
- **efectele genetice** sunt efectele resimţite de descendenţii organismului iradiat. Apariţia efectelor genetice este cauzată de modificările AND-ului din cromozomii celulelor care participă la reproducere: ovulele sau spermatozoizii. Modificările AND-ului vor fi incluse în mesajul genetic primit de descendent, constituindu-se în aşa-numitele **mutaţii genetice**. Mutaţiile ge-

netice pot fi letale sau nocive, indiferente sau chiar benefice, reprezentând „motorul” evoluţiei unei specii. Mutaţiile apar în natură spontan şi permanent, iar cele folositoare speciei sunt fixate prin selecţia naturală. Mutaţiile generate de iradierea făcută în afara fondului natural de radiaţii se adaugă celor curente şi măresc probabilitatea apariţiei unor efecte nocive (deficienţă mintală, malformaţii congenitale, boli genetice). Pe de altă parte iradierea controlată a plantelor sau animalelor şi selecţia mutaţiilor benefice pot contribui la apariţia unor noi specii şi varietăţi utile omului.

1.6.2. Efectivitatea biologică a radiaţiilor

Radiaţiile nucleare fie că sunt constituite din corpusculi cu masă de repaus (electroni, protoni, particule alfa, etc), fie că sunt alcătuite din fotoni, produc efecte biologice. Ceea ce diferă de la radiaţie la radiaţie este **efectivitatea biologică a radiaţiei**, adică raportul dintre efectul biologic obţinut şi cantitatea de energie transferată ţesutului. S-a constatat că radiaţiile cu putere de ionizare liniară mare au efecte biologice mai intense, la aceeaşi valoare a energiei transferate ţesutului, decât cele cu putere de ionizare mică. Radiaţiile cu putere de ionizare foarte mică (neutronii şi fotonii gama) au efectivitate diferită. Astfel neutronii pot produce un efect letal printr-o iradiere de cinci ori mai slabă energetic decât aceea cu raze gama.

Ca definiţie, *efectivitatea unei radiaţii monoenergetice este inversul energiei necesare pentru a produce un anumit efect biologic.* Efectivitatea relativă a două radiaţii *este raportul invers al energiilor celor două radiaţii, care produc acelaşi efect biologic, calitativ şi cantitativ, în ţesutul normal, în aceleaşi condiţii iniţiale.* Alegându-se o radiaţie-etalon (numită şi radiaţie standard), efectivitatea relativă a unei radiaţii date faţă de radiaţia-etalon defineşte mărimea fizică denumită **efectivitate biologică relativă** şi desemnată prin simbolul η. **Radiaţia standard** este, prin convenţie, ***radiaţia Röntgen de 200keV***. Efectivitatea biologică relativă poate depinde de o serie de factori, cum ar fi: tipul ţesutului,



organismul-gazdă, distribuția dozei în timp.

Se acceptă, pe baza unor date experimentale, următoarea scară de efectivități biologice relative:

Ionizarea liniară medie (perechi de ioni pe micrometru de traseu în apă)	**Pierderea de energie liniară medie** (keV pe micrometru de traseu în apă)	**Efectivitate relativă**
100 sau mai puțin	3,5 sau mai puțin	1
100.....200	3,5.....7	1....2
200.....650	7.....23	2....5
650....1500	23.....53	5...10
1500....5000	53.....175	10....20

Radiațiile care au aceeaşi pierdere liniară de energie, deşi pot fi de natură diferită, au aceeaşi efectivitate biologică relativă.

1.6.3. Măsurarea efectului biologic al radiațiilor

A măsura, sau a caracteriza cantitativ, efectul radiațiilor asupra unui organism viu este o sarcină extrem de dificilă dacă luăm în considerare următoarele trei aspecte :

- nu există două organisme absolut identice ca structură sau ca reacție la stimuli externi şi chiar acelaşi organism îşi modifică în timp parametrii funcționali.
- modificările induse de radiații în organism nu sunt în general conştientizate de subiectul investigației, deoarece radiațiile nu reprezintă stimuli pentru organele de simț.
- efectul biologic al radiațiilor se poate manifesta, în cazul dozelor mici, după intervale lungi şi foarte lungi de timp.

Din aceste motive, *efectul biologic al radiațiilor poate fi înțeles doar ca o mărime statistică,* referitoare la o medie efectuată pe ansamblul unei populații sau al unui segment de populație (de exemplu personalul care asigură funcționarea unei centrale nucleare). *Efectele biologice ale iradierii se pot însuma în timp*, dar nu în mod mecanic, deoarece organismele vii posedă o **capacitate de regenerare**, care poate elimina după o anumită perioadă unele din consecințele imediate ale iradierii.

Foarte importantă este şi alegerea unei mărimi fizice obiective care să descrie cantitativ calitatea radiaţiei la care este expus organismul. În măsura în care intervalul de timp în care se produce iradierea, continuu sau în doze discrete, este mic în comparaţie cu timpul de regenerare al organismului, *se poate considera că efectele iradierii se însumează, astfel încât determinantă este cantitatea totală de energie absorbită de organism.* Pe acest considerent se bazează ce mai vechi sistem de măsurare a efectelor biologice ale radiaţiei, **sistemul röntgenologic**. Practica a arătat că efectul biologic al radiaţiilor, mai precis efectivitatea relativă a acestora, nu depinde doar de energia transferată mediului biologic prin ionizări, ci şi de incidenţa altor procese, care nuanţează consecinţele produse de radiaţiile de natură diferită. Pentru a măsura şi contribuţia acestor procese s-a recurs la un alt sistem de măsură, denumit **sistemul radiobiologic**. Prezentăm în continuare câteva dintre caracteristicile acestor două sisteme de unităţi de măsură.

Sistemul röntgenologic

Sistemul röntgenologic se bazează pe măsurarea ionizării generate de radiaţie în aer. El se poate aplica pentru evaluarea efectului biologic al radiaţiilor Röntgen şi gamma, cu energii per foton inferioare valorii de 3 MeV.

Mărimea principală a acestui sistem de unităţi de măsură se numeşte **doza de ioni** şi este definită ca *raportul dintre sarcina totală Q a ionilor de un anumit semn, generaţi direct sau indirect de radiaţie, şi masa m a volumului de aer care îi conţine :*

$$J = \frac{Q}{m} = \frac{Q}{\rho V}$$

În această relaţie s-a notat cu ρ densitatea aerului. Unitatea de măsură a dozei de ioni poartă denumirea de **röntgen**, fiind *doza de radiaţii Röntgen sau gama corespunzătoare separării prin ionizare a sarcinii electrice de 0,25 mC pentru fiecare kilogram de aer uscat, în condiţii normale de temperatură şi presiune :*

$$1\ R = 0{,}25\ mC/kg$$

Alături de doza de ioni se foloseşte şi mărimea denumită **debitul dozei de ioni**, adică *doza de ioni înregistrată în unitatea de timp* :

$$j = \frac{J}{t}$$

Debitul dozei de ioni se măsoară în mod curent în röntgeni pe oră (R/h) sau röntgeni pe secundă (R/s).

Principala deficienţă a sistemului röntgenologic este aceea că prin modul de definire al röntgenului nu se face nici-o referire la modul de ab-

sorbție al radiației într-un țesut viu şi la specificitățile acestui proces (de exemplu, există diferențe între efectele biologice ale unor fascicole identice de radiații gama ce acționează asupra unor țesuturi diferite).

Sistemul radiobiologic

În sistemul radiobiologic se consideră trei tipuri de mărimi :

- *o mărime fizică obiectivă*, caracterizând absorbția energiei în țesut, **doza de energie**
- *o mărime relativă şi subiectivă*, caracterizând efectul biologic al radiației, **efectivitatea biologică relativă**
- *o mărime biofizică*, care leagă mărimea fizică de mărimea subiectivă, **doza biologică**

Ca mărime fizică obiectivă, sistemul foloseşte **doza de energie**, adică cantitatea de energie transferată de radiație unității de masă a corpului iradiat :

$$D = \frac{W}{m}$$

Unitatea de măsură a dozei de energie se numeşte **rad** şi reprezintă o energie transferată de 10 mJ/kg. Această alegere înlesneşte ca dozele de ioni, exprimate în röntgeni, să fie aproximativ egale numeric cu dozele energetice.

Doza biologică se defineşte prin relația :

$$B = \eta \cdot D$$

unde η este efectivitatea biologică relativă. Unitatea de măsură a dozei biologice se numeşte **rem** (**r**öntgen **e**quivalent **m**an). Definiția sa este următoarea: *remul este doza biologică primită de un kilogram de țesut care absoarbe de la radiație o energie de 10/η milijouli.*

În cazul în care radiația incidentă este un amestec de radiații diferite ca energie sau natură fizică, doza biologică se obține prin însumarea dozelor biologice ale fiecărei componente a radiației, în parte :

$$B = \sum_i \eta_i D_i$$

Debitul dozei biologice b ($b = B/t$) se măsoară în rem/h sau rem/s.

1.6.4. Surse de iradiere şi metode de radioprotecție

O problemă deosebit de importantă o constituie determinarea gradului de iradiere al unui subiect, astfel încât efectele nocive să fie minime sau chiar absente. Răspunsul se poate da doar dacă se cunoaşte evoluția în timp a efectului biologic dat de o iradiere suferită la un moment dat. În prezența unui fenomen de regenerare acest efect se poate diminua, până la totala dispariție, în vreme ce în lipsa regenerării consecințele iradierilor se acumulează cu timpul. *S-a constatat că efectele somatice pot fi compensate în timp prin regenerare, dar efectele genetice nu au această calitate*. Existența regenerării face ca o doză de radiații de 600 rem absorbită în decursul a 40 de ani să fie considerată pe de-a întregul inofensivă, pe când aceeaşi doză primită în decursul unei singure zile este mortală. Domeniul referitor la consecințele radiațiilor asupra organismului uman este un domeniu ştiințific deschis, în parte datorită apariției relativ recente a surselor radioactive artificiale, iar pe de-altă parte datorită faptului că multe din datele experimentale s-au putut obține doar ca urmare a cercetării consecințelor unor accidente care au provocat iradierea unor colectivități mai largi, nefiind posibilă iradierea experimentală a unor subiecți dincolo de anumite limite.

Determinarea gradului de iradiere la care a fost supusă o persoană în cursul vieții sale presupune cunoaşterea şi catalogarea surselor de radiații cel mai des întâlnite. Clasificarea uzuală a surselor de radiații nucleare este următoarea:

- **iradierea naturală**, datorată în primul rând fondului cosmic de radiații şi apoi caracteristicilor mediului înconjurător. Atmosfera constituie un scut pentru radiația cosmică. În funcție de altitudine, debitul dozei naturale variază între 0,1 mrem/zi la nivelul mării şi 16-20 mrem/zi în podişul Tibet. Doza naturală este influențată de radiațiile emise de elementele radioactive ce se găsesc în scoarța Pământului, materialele de construcții, apa de băut sau alimente (carbon-14, potasiu-40, radiu-226), precum şi de gazele radioactive din atmosferă (radonul şi toronul care sunt produşi de dezintegrare ai radiului şi torului din scoarța Pământului). În condiții obişnuite iradierea naturală se ridică la circa 0,5 mrem/zi. Această doză de radiații nu are consecințe somatice importante, iar efectul genetic asigură fondul permanent de mutații necesar evoluției speciei.

- **iradierea sanitară**, datorată folosirii razelor Röntgen sau substanțelor radioactive de marcaj şi tratament. Astfel o radiografie pulmonară furnizează o doză de 0,5-2 mrem, o radiografie dentară 2-15 mrem, iar un tratament local contra unui neoplasm 3000-7000 mrem. În medie se poate ajunge ca prin iradiere medicală doza anuală suplimentară să egaleze doza naturală.

- **iradierea tehnică**, datorată surselor radioactive artificiale utilizate în laboratoarele ştiinţifice, instalaţiile industriale, centralele atomo-electrice, reactoarelor submarinelor sau navelor cu propulsie atomică, detonarea armelor nucleare. Datorită mijloacelor de protecţie folosite, se consideră că iradierea tehnică este mult mai mică decât iradierea naturală. Pericol prezintă doar accidentele în care sunt implicate aceste surse radioactive, caz în care iradierea populaţiei poate atinge valori foarte mari (vezi accidentul de la Cernobîl), pe arii geografice relativ extinse.

- **iradieri diverse**, datorate altor cauze decât cele amintite anterior. S-ar putea include aici radiaţiile emise de tuburile cinescop, unele substanţe fosforescente utilizate la producerea bunurilor de consum, etc.

Cumularea acestor iradieri este considerată nevătămătoare atâta timp cât nu depăşeşte, în medie, de mai mult de câteva ori fondul natural.

Din punct de vedere al riscului de iradiere şi al controlului iradierii, teritoriul se împarte în :

- **zone controlate**, cum ar fi spaţiile centralelor nucleare sau altor unităţi nucleare.
- **zone supravegheate**, cum ar fi zonele vecine celor controlate sau unităţile unde se lucrează cu surse radioactive sau de raze Röntgen.
- **zone nesupravegheate**, cuprinzând restul teritoriului.

Controale ale gradului de poluare radioactivă se fac preventiv şi în zona marilor aglomeraţii urbane, deşi acestea pot să nu corespundă statutului de zonă supravegheată.

Populaţia este împărţită după criterii asemănătoare în :

- **personal iradiat profesional**, cum ar fi personalul unităţilor nucleare sau al unităţilor sanitare care lucrează cu radiaţii (se acceptă pentru acesta o iradiere profesională de până la 5 rem/an pentru întreg corpul, sau 75 rem/an pentru mâini şi picioare).
- **personal iradiat neprofesional**, cum ar fi personalul care lucrează permanent sau temporar în zonele supravegheate (1,5 rem/an pentru corp, 7,5 rem/an pentru mâini şi picioare).
- **restul populaţiei**, a cărei iradiere datorată surselor artificiale trebuie redusă la maximum prin modul în care s-a proiectat ecranarea acestora (valoarea maximă a iradierii corpului să nu depăşească 0,5 rem/an).

Calculul dozelor absorbite de personalul iradiat profesional sau neprofesional este deosebit de complex. Acest calcul trebuie să cuprindă atât iradierea externă, datorată surselor aflate în exteriorul corpului, cât şi iradierea internă provocată de elementele radioactive care au pătruns pe diverse căi în organism. Determinarea iradierii interne este posibilă numai prin cunoaşterea precisă a gradului de contaminare al aerului, apei sau alimentelor pe care le consumă personalul ce lucrează într-o zonă controlată. Dozele primite de personal trebuie actualizate în permanenţă, uneori trebuie corelate cu dozele primite pe altă cale (de exemplu, prin tratamente medicale) şi trebuie raportate la modul în care sunt afectate organele sensibile la radiaţii.

În scopul micşorării la maximum a riscurilor de iradiere, atât pentru personalul de specialitate, cât şi pentru restul populaţiei s-au adoptat norme foarte precise în ceea ce priveşte modul de utilizare al surselor de radiaţii. Aceste norme prevăd modalităţile de ecranare a acestora, de depozitare şi de transport. De asemenea sunt prevăzute norme referitoare funcţionare a unităţilor nucleare, la evacuarea şi neutralizarea deşeurilor radioactive produse de acestea, la controlul calităţii apei sau aerului şi în general a mediului natural din jurul lor. Pentru cazul unui accident nuclear sunt prevăzute modalităţile de decontaminare ale mediului şi radioprotecţie a populaţiei.

1.7. CALCULUL DOZELOR ŞI AL ECRANELOR

Pentru asigurarea unei protecţii eficiente împotriva radiaţiilor este necesară în primul rând buna cunoaştere a dozelor de radiaţie, spre a nu se depăşi iradierea maximă admisă. Cunoaşterea dozelor de radiaţie se poate obţine fie prin calcul, fie prin măsurare directă.

Din punct de vedere al distribuţiei radiaţiei care provine din exteriorul organismului întâlnim trei cazuri :

1. **câmpul de radiaţii**, adică o zonă din spaţiu supusă acţiunii radiaţiilor din toate direcţiile. Un câmp de radiaţii se poate găsi, de exemplu, în imediata vecinătate a unui reactor nuclear. În acest caz calculele sunt imposibile, iar singura modalitate de a determina valoarea dozei rămâne măsurarea directă.

2. **fascicolele de radiaţii date acceleratorii nucleari**

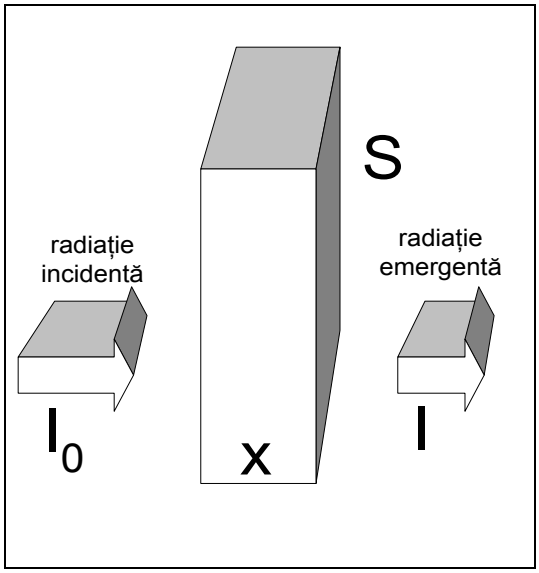
3. **radiaţiile generate de sursele radioactive** (deseori tot sub formă de fascicole), pentru care doza poate fi măsurată direct, dar şi calculată cunoscând depărtarea faţă de sursă şi calităţile absorbante ale mediului.

Dacă sursa de radiaţie se află în interiorul organismului, se pot face de asemenea unele calcule privind doza absorbită. În acest caz măsurarea directă a dozei este imposibilă.

1.7.1.Calculul dozelor externe

Aşa cum am arătat, doza de radiaţie primită de organism depinde de energia transferată acestuia de către radiaţie. Această energie poate fi calculată cunoscând caracteristicile de absorbţie ale mediului considerat. Acestea sunt măsurate prin coeficientul de absorbţie liniară în cazul radiaţiilor cu atenuare exponenţială, sau prin parcursul liniar în celelalte cazuri.

Să considerăm mai întâi o radiaţie cu atenuare exponenţială şi intensitate I, care traversează o porţiune de material absorbant de grosime x şi secţiune transversală S. Fie μ coeficientul de absorbţie liniar. Energia absorbită într-un element de volum:



$$dV = S\,dx$$

în intervalul de timp t, este :

$$dW = -\,S\,dI\,t$$

unde dI reprezintă variaţia intensităţii fascicolului de radiaţie :

$$dI = -\,\mu\,I\,dx$$

Rezultă:

$$dW = \mu\,I\,t\,S\,dx = \mu\,I\,t\,dV$$

Energia absorbită în unitatea de volum are expresia:

$$\frac{dW}{dV} = \mu It$$

Energia absorbită de unitatea de masă, adică doza energetică, se exprimă în funcţie de densitate după cum urmează :

$$\frac{dW}{dm} = \frac{dW}{\rho dV} = \frac{\mu It}{\rho}$$

În cazul unei radiaţii cu parcurs, presupunând radiaţia complet absorbită (deci grosimea materialului $x > R$, unde R este parcursul), rezultă următoarea expresie a dozei:

$$\frac{\Delta W}{\Delta V} = \frac{ISt}{SR} = \frac{It}{R} \quad \Rightarrow \quad \frac{\Delta W}{\Delta m} = \frac{It}{\rho R}$$

Doza energetică, exprimată în **rad** (1 rad = 10 mJ/kg) este :

$$D = 100\frac{dW}{dm}$$

factorul 100 fiind necesar pentru a transforma unitatea de măsură a energiei din SI în sistemul radiobiologic.

Deoarece țesuturile biologice conțin o mare cantitate de apă, doza energetică poate fi calculată utilizând pentru coeficientul de absorbție liniară sau pentru parcurs valorile caracteristice acestui lichid.

Calculele care se fac în continuare sunt diferite în cazul fascicolelor ce provin de la acceleratoarele de particule de cazul celor provenind de la sursele de radiații. Ne vom ocupa în primul rând de:

⇒ **calculul dozelor generate de fascicolele de radiații provenind de la acceleratoarele de particule**

Să considerăm un fascicol de particule monoenergetice, având fiecare energia cinetică *w*. Intensitatea fascicolului depinde de densitatea fluxului de particule (numărul de particule ce trece în unitatea de timp perpendicular pe unitatea de arie a secțiunii transversale a fascicolului) *n* după relația:

$$I = n\,w$$

Substituind doza energetică în expresia dozei biologice, se obține în cazul absorbției exponențiale:

$$B = \eta D = 100\eta\frac{\mu w}{\rho}nt$$

iar în cazul absorbției cu parcurs:

$$B = \eta D = 100\eta\frac{w}{\rho R}nt$$

În ambele cazuri η reprezintă efectivitatea biologică relativă a radiației.

Desigur, dacă fascicolul nu este compus din radiații monoenergetice sau din particule de aceeaşi natură, doza biologică se calculează prin însumarea dozelor parțiale, conform expresiei:

$$B = \sum_i \eta_i D_i$$

Pornind de la curbele experimentale de absorbție, se poate arăta prin calcul ce valoare poate avea densitatea fluxului de particule astfel încât doza biologică să nu depăşească o anumită valoare. Rezultatele indică faptul că în cazul fotonilor gamma, la aceeaşi densitate de flux, doza absorbită es-

te minimă pentru fotonii având energia de 0,07 MeV. La rândul lor, electronii de energii mari sunt mai puţin nocivi decât cei cu energii mici. În cazul neutronilor situaţia se prezintă invers : neutronii mai nocivi sunt cei de energie mai mare.

⇒ **calculul dozelor generate de fascicolele de radiaţii provenind de la sursele radioactive**

Pornim de la ipoteza că sursa radioactivă poate fi considerată punctiformă, emiţând cu probabilitate egală radiaţii după toate direcţiile. Considerăm că la dezintegrarea unui nucleu al sursei sunt emise mai multe particule nucleare. Fie s numărul de particule identice ca natură şi energie emise la o dezintegrare (acest număr se numeşte **factor de schemă**). Dacă notăm cu Λ activitatea sursei, adică numărul total de dezintegrări ce au loc în unitatea de timp, putem scrie expresia densităţii fluxului de particule considerate, la distanţa *x* de sursă:

$$n = \frac{\Lambda s}{4\pi x^2}$$

Dacă energia unei astfel de particule este *w*, intensitatea parţială determinată la distanţa *x* de toate particulele de acest tip este:

$$I = nw = \frac{\Lambda}{4\pi x^2} sw$$

Radiaţia emisă de sursă se propagă de obicei prin aer. În consecinţă apare o absorbţie, mai accentuată pentru particulele încărcate electric şi posedând o masă mare. Din acest motiv se poate face aproximaţia că singurele particule care mai pot fi găsite în fascicol la distanţa *x* de sursă sunt particulele beta şi fotonii gamma, iar acestea nu sunt afectate de traversarea stratului de aer. Intensitatea rezultantă a fascicolului este dată de suma intensităţilor parţiale, după energii, ale tuturor electronilor şi fotonilor :

$$I = \frac{\Lambda}{4\pi x^2}\left(\sum_i s_{\beta_i} w_i + \sum_j s_{\gamma_j} w_j\right)$$

Observând că efectivitatea η a electronilor este egală cu cea a fotonilor gamma (η = 1) putem scrie valoarea dozei biologice absorbite în timpul *t* :

$$B = \frac{100\eta\Lambda t}{4\pi x^2}\left(\sum_i \frac{s_{\beta_i} w_i}{\rho R_i} + \sum_j \frac{\mu_j s_{\gamma_j} w_j}{\rho}\right) = \frac{\Lambda t}{x^2}\left(\sum_i s_{\beta_i}\widetilde{\Theta}_i + \sum_j s_{\gamma_j}\widetilde{\Gamma}_j\right)$$

Factorii constanţi Θ şi Γ sunt calculaţi în funcţie de parcursul radiaţiilor beta sau de coeficientul de absorbţie al fotonilor şi au semnificaţia de doză biologică absorbită la distanţa de un metru de o sursă cu activitate egală cu

unitatea şi factor de schemă unitar, în unitatea de timp. Factorii din paranteză constituie o constantă a unei surse de radiaţii. În cazul surselor radioactive cunoscute această constantă poate fi găsită în tabele şi doza se scrie sub forma :

$$B = \widetilde{B}\frac{\Lambda t}{x^2}$$

1.7.2. Calculul dozelor interne

Substanţele radioactive pot pătrunde în organism prin ingerare, inhalare, injectare sau prin absorbţie la nivelul pielii sau al unei răni deschise. Multe dintre elementele radioactive pătrunse în organism sunt metabolizate şi se fixează cu precădere în anumite organe sau ţesuturi. De exemplu, iodul radioactiv este fixat la nivelul tiroidei, iar calciul, stronţiul şi radiul la nivelul oaselor. Există şi elemente care se răspândesc în mod uniform în corp, cum ar fi sodiul radioactiv.

Produşii de dezintegrare afectează în mod diferit ţesuturile. Astfel radiaţiile alfa, care au cel mai mic parcurs, sunt absorbite în interiorul unui volum foarte mic, situat în jurul sursei de radiaţie. Radiaţiile beta sunt de asemenea complet absorbite de ţesuturile învecinate. Din acest motiv elementele care se fixează cu precădere la nivelul anumitor organe şi emit radiaţii alfa sau beta generează o doză de radiaţii concentrată în volumul organului afectat. Radiaţiile gamma au un comportament diferit, afectând întreg organismul, datorită puterii lor de pătrundere mari.

Calculele de stabilire ale dozei interne se bazează pe presupunerea că elementul radioactiv este uniform distribuit în interiorul unui ţesut şi că acesta absoarbe în întregime produşii de dezintegrare. Radiaţiile gamma pot fi neglijate, pe de-o parte datorită faptului că ele interacţionează mai slab cu ţesutul şi pe de altă parte pentru că fluxul acestor radiaţii este relativ redus din cauza concentraţiei scăzute în care se găseşte deobicei elementul radioactiv. Un aspect de care trebuie ţinut seama este şi reducerea cantităţii de radionuclid, pe măsura dezintegrării sale, fenomen caracterizat de perioada de înjumătăţire $T_{1/2}$. Un alt factor care trebuie considerat este metabolismul care are influenţă în ceea ce priveşte circulaţia substanţelor chimice în organism sau eliminarea lor prin produşii de excreţie. Se poate vorbi de o „perioadă de înjumătăţire biologică”, adică de un interval de timp după care un număr de atomi, introduşi în organism la un moment iniţial, sunt eliminaţi în proporţie de 50%. Notând cu Θ perioada de înjumătăţire biolo-

gică, rezultă o **perioadă de înjumătățire efectivă** a elementului radioactiv, care se calculează astfel:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{\Theta}$$

Debitul dozei biologice este direct proporțional cu activitatea elementului, cu energia şi factorul de schemă ale particulelor alfa şi beta emise. Masa absorbantă este considerată masa țesutului ce găzduieşte substanța radioactivă, în virtutea presupunerii că aceasta este uniform distribuită. Luând în considerație şi efectivitatea biologică a radiației putem scrie :

$$b = \frac{100\Lambda}{m}\left(\eta_\beta \sum_i s_{\beta_i} w_i + \eta_\alpha \sum_j s_{\alpha_j} w_j\right)$$

În cazul unui element radioactiv dat valorile din paranteză sunt cunoscute şi pot fi înglobate într-o constantă, a cărei mărime se găseşte în tabele. Raportul Λ/m se numeşte **concentrație radioactivă,** reprezintă activitatea unității de masă a țesutului şi se notează cu C. În aceste condiții doza totală absorbită de organism se poate calcula aproximând timpul de iradiere cu timpul efectiv de viață al elementului :

$$B = \frac{100\tilde{b}\,CT}{ln\,2}$$

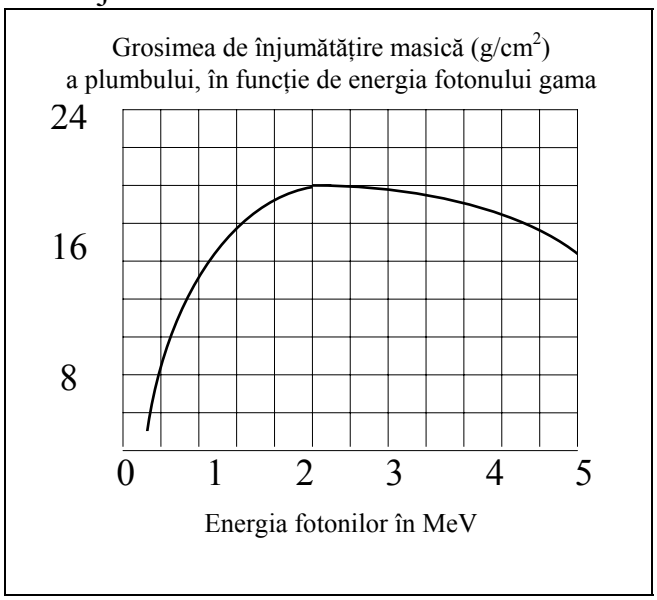
1.7.3. Calculul ecranelor

Măsurile radioprotecție impun ca sursele radioactive să fie ecranate, în scopul protejării personalului ce lucrează cu ele. Pentru construcția ecranelor se aleg materiale caracterizate de o putere de absorbție mare a radiației considerate. Ecranele trebuie să împiedice împrăştierea fascicolului de radiații sau înlocuirea unei radiații cu putere de penetrare mică printr-o radiație cu putere de penetrare mare (în special trebuie evitată apariția fotonilor gamma generați de interacțiunea radiației cu mediul). Ecranul se proiectează astfel încât doza de radiație înregistrată la peretele său exterior să nu depăşească o limită maximă admisibilă. Fiecare tip de radiație este ecranat într-un mod specific.

Ecranarea surselor de radiații gamma

Absorbția radiațiilor gama este facilitată de prezența unui material având numărul atomic Z cât mai mare. Din acest motiv, cel mai utilizat material de ecranare este plumbul. Fiecare material este caracterizat de aşa-

numita **grosime de înjumătăţire**, adică grosimea stratului de material care reduce la jumătate energia unui fascicol de radiaţii gamma (energia fascicolului se reduce pe seama scăderii numărului de fotoni şi nu pe seama scăderii energiei fotonilor individuali). În practică se foloseşte şi mărimea denumită **grosime masică de înjumătăţire**, egală cu produsul dintre densitatea materialului şi grosimea de înjumătăţire, care are valori asemănătoare pentru majoritatea materialelor ce sunt utilizate la construcţia ecranelor.



Să considerăm în continuare că doza de radiaţie într-un anumit punct P are valoarea b_P iar valoarea maximă admisibilă este b_m. În aceste condiţii trebuie realizată o micşorare a dozei în punctul P, caracterizată de factorul de reducere $k = b_P / b_m$. Acest factor de reducere este obţinut prin interpunerea între sursa de radiaţii şi punctul P al unui ecran. Grosimea acestui ecran (d) este un multiplu q al grosimii de înjumătăţire $d_{1/2}$:

$$d = q\, d_{1/2}$$

Factorul de reducere şi numărul q sunt legate prin relaţia:

$$k = 2^q$$

Din această relaţie se calculează imediat numărul de grosimi de înjumătăţire al ecranului :

$$q = \frac{ln\, k}{ln\, 2} \cong 1{,}443\, ln\, k$$

Ecranarea surselor de radiaţii beta

Materialele cele mai indicate pentru absorbţia electronilor sunt cele care conţin un procent mare de hidrogen. Se pot utiliza la fel de bine : apa, bachelita, materialele plastice. Spre deosebire de fotoni, electronii au absorbţie cu parcurs. De aceea grosimea stratului absorbant este independentă de numărul de electroni ce formează radiaţia, depinzând doar de energia acestora. Dacă radiaţia cuprinde electroni cu spectru energetic continuu, grosimea ecranului corespunde electronilor cu parcurs maxim.

O problemă întâlnită la ecranele de radiații beta este apariția unei radiații gamma secundare, produsă prin frânarea electronilor. Această radiație este greu de ecranat, aşa că generarea ei trebuie minimizată. Din acest motiv, ecranele de electroni nu trebuie să conțină elemente chimice cu număr atomic mare. Dacă totuşi radiația gamma secundară are valori importante, este necesar ca ea să fie atenuată folosind ecrane de plumb. În cazul dezintegrărilor cu emisie de pozitroni trebuie prevăzute şi ecrane pentru fotonii gamma rezultați la anihilarea pozitronilor.

Ecranarea surselor de neutroni

Neutronii fac parte dintre particulele cu putere de pătrundere mare. Absorbția lor se realizează mai uşor dacă energia lor cinetică este mai mică (sunt aşa-numiții neutroni termici). Rezultă că neutronii energetici trebuie mai întâi încetiniți, sau moderați, după care se poate face absorbția lor. Din acest motiv un ecran de neutroni este compus din două părți : stratul moderator şi stratul absorbant. Moderatorul este un material cu secțiune eficace de împrăştiere mare (apa sau parafina) şi secțiune eficace de absorbție mică (apa grea sau grafitul îndeplinind ambele condiții). Lungimea moderatorului trebuie să permită ca marea majoritate a neutronilor inițiali să fi devenit neutroni termici. Ca exemplu, stratul de apă care moderează neutroni cu energia inițială de 2 MeV trebuie să măsoare 30 cm, iar în cazul neutronilor de 12 MeV, 32cm.

Ca absorbant se poate poate folosi cadmiul, care este foarte eficient la energii ale neutronilor sub 0,3 eV. Absorbția neutronilor în cadmiu se face după o lege exponențială, de forma :

$$I = I_0 e^{-\frac{N_A}{A}\rho\sigma x}$$

unde prin I s-a notat intensitatea fascicolului emergent, prin I_0 intensitatea fascicolului incident, prin N_A numărul lui Avogadro, prin A masa atomică a absorbantului, prin ρ densitatea acestuia, prin σ secțiunea eficace de captură şi prin x grosimea absorbantului.

Calitățile deosebite de absorbant de neutroni ale cadmiului se explică prin valoarea mare a secțiunii eficace a reacției nucleare :

$$_{48}Cd^{113} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{48}Cd^{114} + \gamma$$

Dezavantajul îl constituie apariția fotonilor gamma, care trebuie absorbiți de un strat suplimentar de plumb.

O alternativă la ecranul din cadmiu o reprezintă substanțele bogate în bor, care au avantajul că produsul reacției între neutroni şi bor îl constituie particulele alfa, a căror ecranare nu pune probleme deosebite.

1.8. CONTAMINAREA ŞI DECONTAMINAREA RADIOACTIVĂ

Contaminarea radioactivă constă în răspândirea necontrolată a unei substanţe radioactive în mediu. Gradul de contaminare poate fi foarte ridicat în cazul unor accidente nucleare, cum ar fi cel de la Cernobîl. Contaminarea radioactivă a unor obiecte constă în fixarea substanţei radioactive la suprafaţa lor prin trei mecanisme :

- **fixare mecanică**, adică substanţa radioactivă se acumulează în porii, denivelările sau crăpăturile din suprafaţa exterioară a obiectului.
- **fixare prin procese fizice**, adică prin adsorbţie sau absorbţie, facilitate de forţele intermoleculare.
- **fixare chimică**, adică prin procese chimice, cum ar fi chemosorbţia, schimbul ionic sau chiar reacţiile chimice.

Decontaminarea se face după măsurarea prealabilă a gradului de contaminare şi sortarea obiectelor în funcţie de acesta, începând cu obiectele cel mai puţin afectate şi izolându-le pe celelalte. Metodele de decontaminare sunt variate, începând de la simpla izolare pe o anumită perioadă a obiectului afectat (în cazul contaminării cu izotopi cu timp de înjumătăţire mic, de ordinul orelor) şi sfârşind cu tratarea sa ca deşeu radioactiv.

Vom prezenta în continuare câteva cazuri uzuale de decontaminare:

∗ Decontaminarea suprafeţelor de beton este o operaţie extrem de dificilă, având în vedere porozitatea betonului care facilitează în mare măsură fixarea substanţei radioactive. În cazul în care piesa de beton nu se poate îndepărta ca deşeu radioactiv se recurge la arderea suprafeţei sale cu flacără oxiacetilenică sau la îndepărtarea stratului superficial prin dăltuire sau şlefuire. Se aplică şi alte metode mecanice de curăţare, cum ar fi aspirarea suprafeţei. Alături de metodele mecanice se utilizează ştergerea suprafeţei cu soluţii diluate de acid clorhidric şi acid citric.

∗ Decontaminarea suprafeţelor ceramice este mult mai simplă datorită porozităţii reduse şi rezistenţei la acţiunea agenţilor chimici. Decontaminarea se face prin tratare cu soluţii epurante şi de ştergere, cum ar fi soluţii de acizi minerali, citrat de amoniu, fosfat trisodic.

∗ Decontaminarea suprafeţelor de lemn este asemănătoare ca dificultate cu aceea a betonului, iar metodele folosite sunt similare.

∗ Decontaminarea linoleului se realizează prin spălare cu apă caldă şi săpun, precum şi cu soluţii de citrat de amoniu sau soluţii diluate de acizi. Se pot utiliza pentru spălare şi unii solvenţi organici.

∗ Decontaminarea suprafețelor metalice se face cu metode diferite, în funcție de caracteristicile suprafeței. Astfel oțelul inoxidabil se decontaminează prin spălare cu apă şi săpun. Suprafețele acoperite cu unsoare se decontaminează prin tratare cu vapori de apă, cu detergenți sau cu solvenți organici. Suprafețele oxidate se tratează cu soluții de acizi organici diluate sau amestecuri de acizi minerali cu săruri alcaline ale acizilor organici. Suprafețele puternic oxidate se şterg cu petrol lampant, după care se şlefuiesc sau se pilesc.

∗ Decontaminarea conductelor se poate face trecând prin ele apă fierbinte sau abur sub presiune. În cazul conductelor din oțel inoxidabil sau ceramică se folosesc pentru decontaminare soluții acide, urmând apoi o spălare cu apă sau soluții de detergent.

∗ Decontaminarea echipamentului textil se face în trei etape : decontaminarea grosieră cu solvenți organici, decontaminarea propriu-zisă şi uscarea, urmată de verificarea gradului de radioactivitate final. Există mai multe metode de decontaminare care sunt descrise în literatura de specialitate. Cu titlu de exemplu, iată una dintre ele : două clătiri cu apă fierbinte, o spălare cu soluție fierbinte de acid citric, o clătire cu apă fierbinte, o spălare cu apă fierbinte şi detergenți, din nou spălare cu soluție fierbinte de acid citric, iarăşi spălare cu apă fierbinte şi detergent cu soluție 6% de acid citric, clătiri cu apă fierbinte şi două clătiri cu apă rece (total 12 operații a câte 5 minute fiecare).

∗ Decontaminarea personalului are în vedere decontaminarea mâinilor şi a pielii sau, în unele cazuri, decontaminarea rănilor. Pielea fină şi netedă se decontaminează mai uşor decât cea care prezintă asperități. În mod curent decontaminarea se face prin spălare cu săpun şi apă caldă, în două reprize consecutive de câte 5 minute. În final pielea se tamponează cu hârtie de filtru şi i se controlează radioactivitatea. În unele cazuri, în funcție de natura contaminantului, se pot utiliza solvenți sau reactivi specifici. Pentru decontaminarea rănilor se întrebuințează spălarea lor abundentă cu apă şi se poate stimula sângerarea pentru eliminarea substanței radioactive care ar putea ajunge în circuitul sanguin. În cazul contaminărilor persistente se face şi spălarea cu soluție saturată de manganat de potasiu, cu apă, cu o soluție de bisulfit de sodiu 5% şi finalmente cu apă.

O sursă importantă de contaminare a mediului o pot constitui apele radioactive provenite de la exploatările de minereuri radioactive sau uzinele de prelucrare ale acestora, de la centralele nucleare sau de la instalațiile ce utilizează izotopi radioactivi. Apele radioactive sunt caracterizate de nivelul radioactivității, dar şi de toxicitatea izotopilor pe care-i conține. Eliminarea

apelor radioactive în sistemul de canalizare poate conduce la contaminarea progresivă a întregului său circuit. Deversarea într-un bazin acvifer contribuie la contaminarea faunei şi florei acestuia prin metabolizarea preferențială a unor izotopi cum ar fi : fosfor-32, calciu-45, stronțiu-90, cesiu-137 sau radiu (concentrația fosforului-32 în ficatul unor peşti poate depăşi de 300000 de ori concentrația izotopului în mediu). Nu în ultimul rând, trebuie amintită posibila contaminare a apelor freatice, însoțită de extinderea poluării radioactive la distanțe mari de sursă.

Dezactivarea sau decontaminarea apelor radioactive se face printr-o multitudine de metode, urmărindu-se realizarea unui factor de decontaminare, adică al unui raport între activitatea inițială şi cea finală, cât mai ridicat. Vom prezenta în continuare câteva dintre cele mai cunoscute metode de dezactivare.

- **metode fizice**

∗ diluarea utilizată cu precădere în cazul cantităților mici de apă cu radioactivitate scăzută. Pericolul generat de această metodă este contaminarea canalizării.

∗ diluarea izotopică care constă în diluare împreună cu amestecarea substanțelor radioactive cu substanțe stabile având aceeaşi compoziție chimică, ceea ce micşorează riscul fixării izotopilor radioactivi de către organismele vii.

∗ dezactivarea naturală care constă în reținerea apei poluate în bazine speciale până la dezintegrarea substanței radioactive. Metoda este eficientă doar pentru eliminarea izotopilor cu timp de înjumătățire sub 15 zile.

∗ distilarea sau evaporarea, care nu este eficientă în cazul substanțelor radioactive volatile sau organice.

- **metode chimice**

∗ coagularea sau coprecipitarea care se realizează prin amestecarea apei cu anumiți reactivi, urmând formarea unor „fulgi” ce absorb materiile în suspensie sau cele în stare coloidală şi care se depun datorită gravitației pe fundul bazinului de depozitare.

∗ tratarea cu săruri de aluminiu

∗ tratarea cu săruri de fier

∗ tratarea cu fosfat

∗ tratarea cu var şi carbonat de sodiu

- **metode fizico-chimice**

∗ filtrarea prin nisip se foloseşte ca o treaptă intermediară sau finală de filtrare. Reținerea izotopilor radioactivi are loc are loc în pelicula biologică care se formează la suprafața filtrului şi prin adsorbție în stratul superficial.

Dezavantajul metodei în constituie reținerea în cantitate scăzută a izotopilor cei mai periculoşi (stronțiu-90, cesiu-137).

∗ filtrarea prin coloane cu schimbători de ioni naturali sau sintetici utilizată în cazul apelor care conțin cantități mici de săruri minerale inactive. Ca schimbători de ioni naturali amintim rumeguşul de lemn, cărbunele, diatomitul şi argila.

- **filtrarea biologică** utilizează păturile bacteriene care se fixează pe un suport mineral, format din lavă, tuf vulcanic sau alte materiale. Eliminarea izotopilor radioactivi se face într-un prim stadiu prin adsorbția lor intracelulară şi apoi prin fixarea la nivelul structurii biologice. Metoda este mai puțin eficientă pentru izotopi periculoşi, cum ar fi fosforul-32.

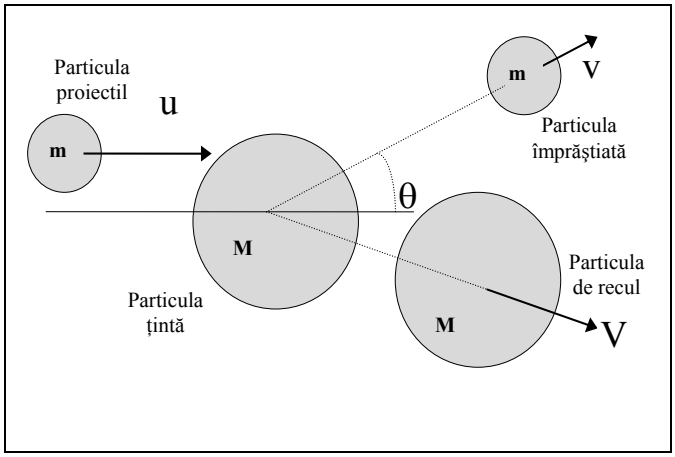
O altă situație în care mediul poate fi poluat este eliminarea gazelor sau aerosolilor radioactivi.

Gazele radioactive formate în cantitate mică, în mod accidental, se elimină direct în atmosferă. În cazul în care apariția gazelor radioactive este o regulă, se montează filtre.

În cazul aerosolilor eliminarea nu se mai poate face direct în atmosferă. Se pot utiliza în schimb o serie de filtre (electrostatice, cu nisip, poroase, metalice, din fibră de sticlă, din materiale sintetice). Filtrele electrostatice au eficacitatea cea mai mare, dar sunt scumpe şi trebuie supravegheate permanent. De aceea filtrele cele mai indicate sunt acelea din materiale poroase.

1.9. APLICAȚII

1.9.1. Împrăştierea perfect elastică a unei particule



Vom considera în cele ce urmează un model simplificat al ciocnirii perfect elastice dintre două particule. *Particulele sunt modelate ca sfere rigide, interacționând doar prin forțe de contact*. Vom presupune de asemenea că *una dintre particule* (particula-țintă) *este în repaus înaintea ciocnirii*. Prima dintre ipoteze este mai aproape de adevăr dacă particula-proiectil nu este încărcată electric (este un neutron), iar cea de-a doua în cazul în care particula-țintă este nucleul unui atom înglobat într-o rețea cristalină. Oricum, sub rezerva unui rezultat doar aproximativ, concluziile obținute pot fi aplicate proceselor de împrăştiere elastică ale radiației de către substanță.

Ecuațiile care descriu procesul provin din aplicarea teoremelor de conservare ale impulsului şi energiei. *Vitezele particulelor sunt considerate suficient de mici pentru a ne putea folosi de formulele mecanicii clasice*.

Din conservarea impulsului se obține:

$$m\mathbf{u} = m\mathbf{v} + M\mathbf{V}$$

Din conservarea energiei se obține :

$$\frac{mu^2}{2} = \frac{mv^2}{2} + \frac{MV^2}{2}$$

Masa particulei-proiectil este notată cu m, iar vitezele sale înainte şi după ciocnire sunt notate cu **u**, respectiv **v**. Particula țintă are masa *M* şi viteza după ciocnire *V*. Trebuie remarcat că forțele de interacțiune dintre particule sunt normale la suprafața de contact. Cum variația impulsului unui corp este orientată pe direcția forței ce acționează asupra corpului, rezultă că viteza finală **V** a particulei-țintă are direcția paralelă cu direcția normalei comune celor două particule în punctul de contact. În plus, componenta tangențială a vitezei celei de-a doua particule nu se modifică :

$$v_t = u_t$$

Pe direcția normalei în punctul de contact, ecuația de conservare a impulsului are forma :

$$mu_n = -mv_n + MV$$

Putem rescrie astfel ecuația de conservare a energiei :

$$m\left(u_t^2 + u_n^2\right) = m\left(u_t^2 + v_n^2\right) + MV^2$$

Termenii egali se reduc şi rămân de rezolvat ecuațiile :

$$mu_n = -mv_n + MV$$

$$mu_n^2 = mv_n^2 + MV^2$$

Soluțiile lor sunt :

$$v_n = \frac{M-m}{M+m}u_n$$

$$V = \frac{2m}{M+m}u_n$$

Pe baza acestor soluții putem calcula energia transferată de la particula proiectil la particula-țintă :

$$\Delta W = \frac{MV^2}{2} = \frac{2m^2 Mu_n^2}{\left(M+m\right)^2} = \frac{2m^2 Mu^2}{\left(M+m\right)^2} cos^2\,\alpha$$

Unghiul α poate lua valori arbitrare, ceea ce face ca transferul de energie să fie diferit de la un proces de împrăştiere la altul. Transferul mediu de energie se poate calcula astfel :

$$\langle \Delta W \rangle = \frac{2m^2 Mu^2}{\left(M+m\right)^2}\frac{1}{\pi}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\left(cos^2\,\alpha\right)d\alpha = \frac{2m^2 Mu^2}{\left(M+m\right)^2}\frac{1}{\pi}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\frac{1+cos2\alpha}{2}d\alpha = \frac{2mM}{\left(M+m\right)^2}\frac{mu^2}{2}$$

sau :

$$\langle \Delta W \rangle = \frac{2mM}{\left(M+m\right)^2}W_0$$

Valoarea acestei expresii este maximă dacă cele două mase sunt egale:

$$\langle \Delta W \rangle_{max} = \frac{1}{2}W_0$$

Deci, dacă particula-proiectil şi particula-țintă au mase egale, proiectilul transferă *în medie* țintei jumătate din energia sa cinetică.

Rezultatul explică de ce la trecerea unui fascicol de neutroni de energie mare printr-un mediu bogat în hidrogen se generează un mare număr de protoni de recul, iar absorbția energiei neutronilor se face foarte eficient.

De asemenea rezultatul constituie o explicaţie a apariţiei electronilor delta de energie ridicată la interacţiunea radiaţiei beta cu substanţa.

Se poate calcula şi unghiul de împrăştiere θ al particulei-proiectil :

$$tan\theta = \frac{M\,sin2\alpha}{m - M\,cos2\alpha}$$

Se observă că o particulă grea (masa sa *m* este mult mai mare decât masa ţintei *M*) este foarte puţin deviată (θ→0) la împrăştierea pe o particulă uşoară. Acest rezultat explică de ce particulele încărcate, de masă mare, care produc ionizări, îşi păstrează aproape neschimbată direcţia iniţială de mişcare. În acest caz şi transferul de energie prin ciocnirea elastică este foarte mic:

$$\langle \Delta W \rangle \cong \frac{2M}{m} W_0$$

1.9.2. Activarea unui element chimic

Există situaţii în care dorim să determinăm concentraţia unui element chimic într-o probă în care acesta este prezent în cantitate foarte mică, ceea ce face inutilizabile metodele de analiză chimică. În această situaţie putem supune proba respectivă la o iradiere, având ca scop producerea unei reacţii nucleare ce are ca rezultat transformarea elementului chimic respectiv într-unul radioactiv. Măsurând apoi activitatea probei putem determina concentraţia căutată. Această metodă de analiză poartă denumirea de **activare**. Un exemplu de reacţie de activare ar putea cea în care argintul-107, element stabil, este transformat prin capturarea unui neutron în argint-108, element radioactiv care se dezintegrează emiţând un electron şi un antineutrino :

$$_{47}Ag^{107} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{47}Ag^{108}$$

$$_{47}Ag^{108} \rightarrow {}_{48}Cd^{108} + {}_{-1}\beta^{0} + {}_{0}\nu^{0}$$

Să considerăm în continuare reacţia de activare :

$$_{Z}X^{A} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{Z}Y^{A+1}$$

$$_{Z}Y^{A+1} \rightarrow {}_{Z+1}Z^{A+1} + {}_{-1}\beta^{0} + {}_{0}\tilde{\nu}^{0}$$

declanşată de un flux omogen şi uniform de neutroni. Probabilitatea de transmutare a unui nucleu din elementul X în elementul Y este proporţională cu timpul de iradiere :

$$\frac{dN_X}{N_X} = -\omega dt$$

În această ecuaţie prin N_X s-a notat numărul de atomi X din probă, ω este o constantă ce depinde de intensitatea fluxului de neutroni şi de secţiunea efi-

cace de reacție, iar semnul negativ indică scăderea numărului de atomi X ca urmare a reacției. Integrând această expresie găsim numărul de atomi din elementul X rămaşi netransmutați la momentul de timp t :

$$\int_{N_0}^{N_X} \frac{dN_X}{N_X} = -\omega \int_0^t dt$$

$$N_X = N_0 e^{-\omega t}$$

Elementul Y se formează prin transmutarea elementului X şi, în acelaşi timp, dispare prin dezintegrare. Bilanțul numărului de atomi ai acestui element se scrie astfel :

$$dN_Y = \omega N_X dt - \lambda N_Y dt$$

S-a notat cu λ constanta de dezintegrare radioactivă a elementului Y. Ecuația anterioară se poate pune şi sub forma :

$$\frac{dN_Y}{dt} + \lambda N_Y = \omega N_0 e^{-\omega t}$$

Pentru a găsi soluția generală a unei asemenea ecuații se face substituția :

$$N_Y = a(t)e^{-\lambda t}$$

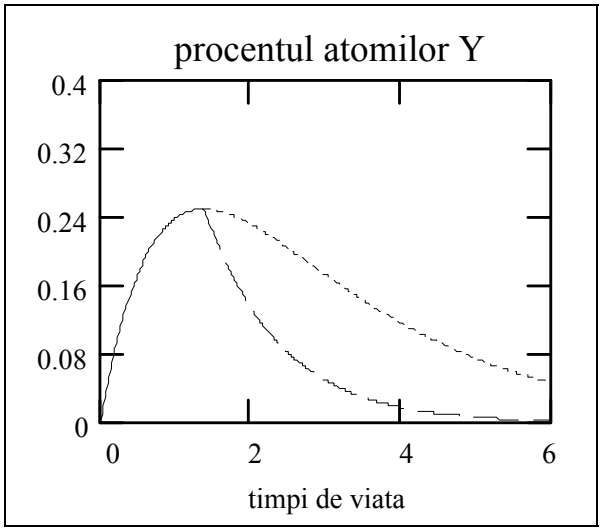
Rezultă :

$$\frac{da}{dt} e^{-\lambda t} - \lambda a e^{-\lambda t} + \lambda a e^{-\lambda t} = \omega N_0 e^{-\omega t}$$

sau :

$$da = \omega N_0 e^{(\lambda - \omega)t} dt$$

$$a = \frac{\omega N_0}{(\lambda - \omega)} e^{(\lambda - \omega)t} + b$$



Numărul de atomi Y la momentul t este :

$$N_Y = \frac{\omega N_0}{(\lambda - \omega)} e^{-\omega t} + b e^{-\lambda t}$$

Constanta de integrare b se determină cunoscând că la momentul t=0 nu există atomi din elementul Y: N_{Yo}=0. Rezultă :

$$N_Y = \frac{\omega N_0}{(\lambda - \omega)} \left(e^{-\omega t} - e^{-\lambda t} \right)$$

Reprezentarea grafică a raportului N_Y/N_0 (fracțiunea) atomilor Y față de atomii X inițiali), în cazul particular λ=2ω, în funcție de factorul λt (adi-

că în funcție de numărul de perioade egale cu timpul de viață al elementului Y), arată că pentru un anumit moment de timp t_0 numărul de atomi Y este maxim. Dacă la acest moment de timp se întrerupe iradierea, numărul de atomi Y va scădea exponențial (curba întreruptă), după legea dezintegrării radioactive :

$$N_Y = N_{max} e^{-\lambda(t-t_0)}$$

La momentul de timp t_0 numărul de atomi Y care se formează este egalat de numărul de atomi care se dezintegrează :

$$0 = \omega N_X \, dt - \lambda N_Y \, dt$$

Rezultând :

$$\frac{\omega}{\lambda} = \frac{N_Y}{N_X} = \frac{\frac{\omega N_0}{\lambda - \omega}\left(e^{-\omega t_0} - e^{-\lambda t_0}\right)}{N_0 e^{-\omega t_0}} = \frac{\omega}{\lambda - \omega}\left(1 - e^{-(\lambda-\omega)t_0}\right)$$

$$t_0 = \frac{ln\frac{\lambda}{\omega}}{\lambda - \omega}$$

Substituind acest rezultat în expresia numărului de atomi N_Y, obținem :

$$N_{max} = N_0\left(\frac{\omega}{\lambda}\right)^{\frac{1}{1-\frac{\omega}{\lambda}}}$$

Activitatea probei după încetarea iradierii la momentul t_0 se obține substituind expresia lui N_{max} în legea dezintegrării radioactive :

$$\Lambda = \lambda N_Y = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

Măsurarea în laborator a activității Λ permite determinarea numărului inițial de nuclee N_0.

Rezultatele pot avea importanță şi în cazul în care activarea se realizează accidental, prin poluare radioactivă. De exemplu, să presupunem că un element X s-a răspândit în mediu. Elementul X este radioactiv, are perioada de înjumătățire scurtă, de ordinul minutelor, dar prin dezintegrare activează un element Y al mediului. Perioada de înjumătățire a elementului radioactiv format poate avea valori de ordinul lunilor. În acest caz, în lipsa activării, mediul ar redeveni „curat” după numai câteva ore, dar datorită activării acest interval de timp se lungeşte cu mult.

1.9.3. Calculul energiei de reacție

Reacțiile nucleare sunt procese care se desfăşoară respectând o serie de legi de conservare, printre care se află legea conservării energiei, legea

conservării impulsului, legea conservării sarcinii electrice, legea conservării numărului de nucleoni, etc. Utilizarea în calcule teoretice a acestor legi permite evaluarea energiei cinetice a produşilor de reacție sau a energiei cinetice a unei particule-proiectil astfel încât ea să fie capabilă să provoace o anumită reacție nucleară. Cunoaşterea acestor valori de energie este deosebit de importantă în încercarea de-a evalua efectul interacțiunii radiațiilor rezultate cu substanța, dozele de radiație sau ecranarea necesară.

Vom da mai întâi un exemplu referitor la energia obținută la dezintegrarea unui nucleu de uraniu-235, după următoarele reacții :

$$_{92}U^{235} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{40}Zr^{98} + {}_{52}Te^{136} + 2\,{}_{0}n^{1}$$

$$_{40}Zr^{98} \rightarrow {}_{41}Nb^{98} + {}_{-1}\beta^{0} \quad ; \quad {}_{52}Te^{136} \rightarrow {}_{53}I^{136} + {}_{-1}\beta^{0}$$

$$_{41}Nb^{98} \rightarrow {}_{42}Mo^{98} + {}_{-1}\beta^{0} \quad ; \quad {}_{53}I^{136} \rightarrow {}_{54}Xe^{136} + {}_{-1}\beta^{0}$$

Particulele intrate în reacție sunt nucleul de uraniu-235 şi un neutron, iar particulele rezultate sunt nucleul de molibden-98, nucleul de xenon-136, doi neutroni şi patru electroni. Legea conservării energiei impune ca energia totală a particulelor ce intră în reacție să fie egală cu energia totală a particulelor rezultate. După cum se ştie din teoria relativității, orice corp material, chiar imobil, posedă o energie, denumită energie de repaus, proporțională cu cantitatea de substanță ce o conține şi cu pătratul vitezei luminii în vid :

$$W_0 = m_0c^2$$

Pe lângă energia de repaus particulele implicate în reacție au şi energie cinetică. Observând că neutronul care inițiază reacția este un neutron termic, deci energia sa cinetică este neglijabilă în raport cu restul energiilor luate în considerație şi că nucleul de uraniu poate fi considerat în repaus şi înglobând totalitatea energiilor cinetice ale produşilor de reacție într-un termen, denumit **căldură de reacție** şi desemnat prin Q, putem scrie următoarea relație de conservare a energiei :

$$(W_0)_U + (W_0)_n = (W_0)_{Mo} + (W_0)_{Xe} + 2(W_0)_n + 4(W_0)_\beta + Q$$

Rezultă :

$$Q = [(m_0)_U + (m_0)_n - (m_0)_{Mo} - (m_0)_{Xe} - 2(m_0)_n - 4(m_0)_\beta\,]\,c^2$$

Masa de repaus a electronilor poate fi neglijată deoarece este foarte mică în raport cu a nucleelor sau a neutronilor, rezultând :

$$Q = [(m_0)_U - (m_0)_{Mo} - (m_0)_{Xe} - (m_0)_n]\,c^2$$

Utilizând masele atomice exprimate în unități atomice de masă, obținem:

$$Q \approx (\,235{,}04393 - 97{,}90550 - 135{,}90722 - 1{,}00867\,)\text{u.a.m.} \cdot c^2$$

$$Q \approx 0{,}22254 \cdot 1{,}6603\cdot10^{-27}\ \text{kg} \cdot (2{,}9979\cdot10^{8})^2\ \text{m}^2/\text{s}^2$$

$$Q \approx 0{,}22254 \cdot 1{,}492179\cdot10^{-10}\ \text{J} \approx 0{,}22254 \cdot 9313894426\ \text{eV}$$

$$\text{Q} \approx 0{,}22254 \cdot 931{,}4\ \text{MeV} \approx 207{,}3\ \text{MeV}$$

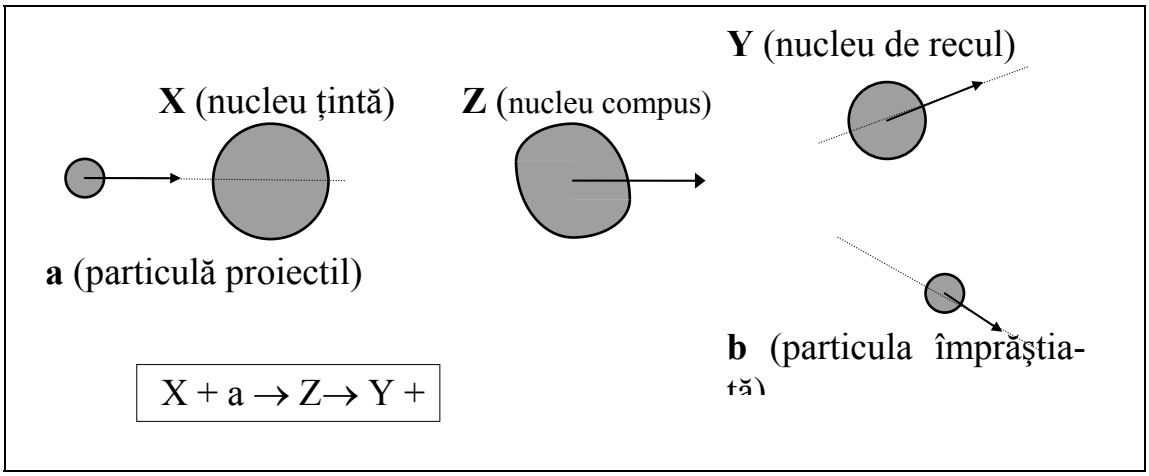
Cantitatea de energie cuprinsă în căldura de reacție este foarte mare şi prin urmare energia cinetică a produşilor de reacție este foarte mare. Prin interacțiunea dintre produşii de reacție şi mediu, energia cinetică se transferă agitației termice, ducând la încălzirea materialului. Cantitatea de căldură degajată la fisiunea unui kilogram de uraniu-235 prin aceste reacții poate fi calculată înmulțind căldura de reacție cu numărul de atomi de uraniu dezintegrați :

$$N = 1 \text{ kg}/235\text{u.a.m.} = 2{,}56\cdot10^{24} \text{ atomi}$$

$$Q_t = NQ = 2{,}56\cdot10^{24} \cdot 0{,}22254 \cdot 1{,}492179\cdot10^{-10} \text{ J} = 8{,}5\cdot10^{13} \text{ J}$$

Această cantitate de căldură este imensă dacă o comparăm cu aceea a reacțiilor chimice de ardere. Astfel, la arderea unui kilogram de benzină căldura degajată este de aproximativ $4{,}6\cdot10^{7}$ J, ceea ce înseamnă că reacția de dezintegrare a kilogramului de uraniu furnizează aceeaşi căldură ca şi arderea a 1848 tone de benzină !

Aşa cum arătat anterior, reacțiile nucleare sunt generate prin bombardarea nucleului-țintă cu particula-proiectil, rezultând în final un nucleu de recul şi o particulă-împrăştiată. În procesul de desfăşurare al reacției nucleare există o fază intermediară (ipoteza lui Niels Bohr, 1936), caracterizată de formarea unui nucleu-compus, alcătuit din nucleul-țintă şi particula proiectil:



Energia de repaus a nucleului-compus poate fi mai mare decât suma energiilor de repaus ale particulelor ce intră în reacție. În acest caz reacția se poate produce doar dacă energia cinetică a particulei-proiectil depăşeşte o anumită valoare de prag. Nucleul-compus are şi energie cinetică, care trebuie inclusă în calculul energiei de prag. Din legea conservării energiei obținem :

$$(W_0)_X + (W_0)_a + (W_{cin})_a = (W_0)_Z + (W_{cin})_Z$$

sau :

$$[(m_0)_X + (m_0)_a]\, c^2 + (W_{cin})_a = [(m_0)_Z]\, c^2 + (W_{cin})_Z$$

Aplicând legea conservării impulsului, rezultă :

$$(m_0)_a v_a = (m_0)_Z v_Z$$

Energia cinetică a nucleului compus are expresia :

$$(W_{cin})_Z = \frac{(m_0)_Z v_Z^2}{2} = \frac{(m_0)_a}{(m_0)_Z} \cdot \frac{(m_0)_a v_a^2}{2} = \frac{(m_0)_a}{(m_0)_Z}(W_{cin})_a$$

Substituind în ecuația de conservare a energiei rezultă :

$$(W_{cin})_a = \frac{\left[(m_0)_Z - (m_0)_X - (m_0)_a\right]c^2}{1 - \frac{(m_0)_a}{(m_0)_Z}}$$

Expresia reprezintă energia cinetică de prag necesară declanşării reacției, iar numărătorul reprezintă energia de legătură ΔW a particulei a în nucleul-compus. Deoarece masa nucleului-compus poate fi scrisă în primă aproximație ca fiind egală cu suma maselor particulelor reactante, rezultă :

$$(W_{cin})_{prag} = \frac{\Delta W}{1 - \frac{(m_0)_a}{(m_0)_Z}} \approx \frac{(m_0)_X + (m_0)_a}{(m_0)_X}\Delta W$$

Legile de conservare ale energiei şi impulsului permit calcularea energiilor cinetice ale produşilor de reacție. Din legea conservării energiei :

$$(W_0)_Z + (W_{cin})_Z = (W_0)_Y + (W_0)_b + (W_{cin})_Y + (W_{cin})_b$$

sau :

$$(W_0)_X + (W_0)_a + (W_{cin})_a = (W_0)_Y + (W_0)_b + (W_{cin})_Y + (W_{cin})_b$$

Definind căldura de reacție prin relația :

$$Q = (W_0)_X + (W_0)_a - (W_0)_Y - (W_0)_b$$

rezultă :

$$(W_{cin})_Y + (W_{cin})_b = Q + \frac{(m_0)_X + (m_0)_a}{(m_0)_X}\Delta W$$

În cazul particular în care particula-împrăştiată se depărtează după o direcție ce formează un unghi de 90° cu direcția de mişcare a particulei-proiectil, putem obține din legea conservării impulsului :

$$[(m_0)_Z v_Z]^2 = [(m_0)_Y v_Y]^2 - [(m_0)_b v_b]^2$$

Expresia se poate scrie în funcție de energiile cinetice sub forma :

$$2(m_0)_Z(W_{cin})_Z = 2(m_0)_Y(W_{cin})_Y - 2(m_0)_b(W_{cin})_b$$

Putem găsi din aceste ecuații energia cinetică a particulei împrăştiate :

$$(m_0)_Z (W_{cin})_Z = (m_0)_a (W_{cin})_a \approx (m_0)_a \frac{(m_0)_X + (m_0)_a}{(m_0)_X} \Delta W$$

$$(W_{cin})_Z \approx \frac{(m_0)_a}{(m_0)_X} \Delta W$$

$$(W_{cin})_Y \approx \frac{1}{(m_0)_Y} \cdot \left(\left[(m_0)_X + (m_0)_a \right] \frac{(m_0)_a}{(m_0)_X} \Delta W + (m_0)_b (W_{cin})_b \right)$$

$$(W_{cin})_b = \frac{\left(1 + \frac{(m_0)_a}{(m_0)_X}\right)\left(1 - \frac{(m_0)_a}{(m_0)_Y}\right) \Delta W + Q}{\left(1 + \frac{(m_0)_b}{(m_0)_Y}\right)}$$

În cazul unei reacții cu prag de activare mic (de exemplu, într-o reacție provocată de neutronii termici), energia de activare este neglijabilă ($\Delta W \to 0$), rezultând :

$$(W_{cin})_b \approx \frac{Q}{\left(1 + \frac{(m_0)_b}{(m_0)_Y}\right)}$$

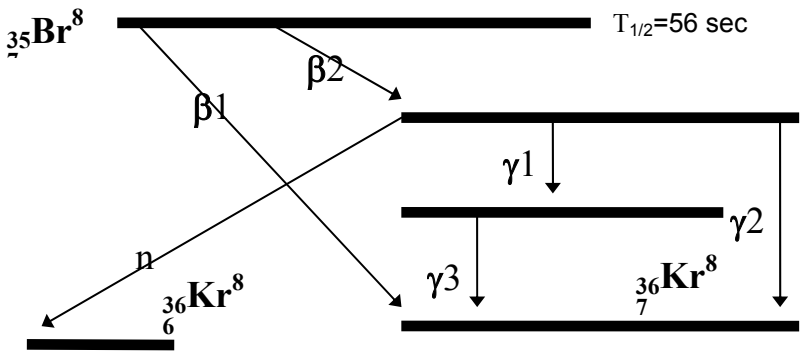
Acesta este cazul uneia dintre reacțiile folosite pentru absorbția neutronilor :

$${}_5B^{10} + {}_0n^1 \to {}_3Li^7 + {}_2He^4$$

Energia cinetică a particulei alfa rezultate este :

$$(W_{cin})_\alpha \approx \frac{\left[(m_0)_B + (m_0)_n - (m_0)_{Li} - (m_0)_\alpha\right] c^2}{\left(1 + \frac{(m_0)_\alpha}{(m_0)_{Li}}\right)} \approx \frac{2{,}8\,MeV}{\left(1 + \frac{4}{7}\right)} \approx 1{,}78\,MeV$$

1.9.4. Schema unei dezintegrări radioactive



Dezintegrarea radioactivă a unui nuclid se poate produce, cu anumite probabilităţi, după mai multe căi. Totalitatea căilor de dezintegrare constituie **schema de dezintegrare**. Figura prezintă un exemplu de asemenea schemă de dezintegrare.

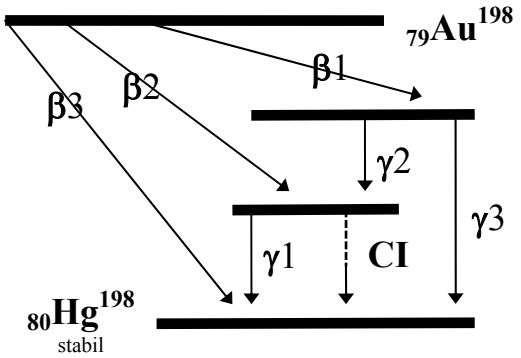
În tabelul următor sunt date caracteristicile tranziţiilor cuprinse în această schemă :

tranziţia	tipul	probabilitate (%)	energia (MeV)
β1	radiaţie beta	30	8
β2	radiaţie beta	70	2,6
γ1	radiaţie gama	-	2,4
γ2	radiaţie gama	-	3,0
γ3	radiaţie gama	-	5,4
n	emisie de neutroni	-	-

Un alt exemplu de schemă de dezintegrare este cea din diagrama alăturată. Dezintegrarea aurului-198 se face cu emisia de electroni şi fotoni gama. O particularitate o constituie faptul că în locul tranziţiei γ1 pot apărea procese de conversie internă, adică transferarea energiei de la nucleu direct unui electron din straturile apropiate de nucleu (K,L,M...), proces urmat de ejectarea electronului din atom. Caracteristicile radiaţiilor emise sunt cuprinse în tabelul ce urmează :

tranziţia	tipul	probabilitate (%)	energia (MeV)
β1	radiaţie beta	0,98	0,282
β2	radiaţie beta	99	0,959
β3	radiaţie beta	0,025	1,371
γ1	radiaţie gama	95	0,412
γ2	radiaţie gama	0,82	0,676

γ3	radiație gama	0,16	1,089
CI_K	electron c.i.	3	0,328
CI_{LMN}	electron c.i.	1,6	≈0,4



Consecutiv acestor procese primare pot apare şi alte radiații (de exemplu o radiație X ce însoțeşte trecerea unui electron de pe un strat exterior în locul electronului ejectat după conversia internă). Dacă ținem cont şi de radiațiile secundare, putem întocmi o altă situație (bazată pe datele experimentale ce se găsesc în tabelele nucleare), cuprinzând tipul radiațiilor, probabilitatea de apariție şi energia lor (electronul Auger este ejectat din atom ca urmare a absorbției unui foton generat la trecerea unui alt electron de pe o orbită exterioară pe o orbită interioară) :

tipul radiației	**energia (MeV)**	**energia medie (MeV)**	**probabilitate (%)**
electron Auger L	≈0,007	-	2,0
electron Auger K	≈0,056	-	≈0,2
electron c.i. K	0,328	-	3,0
electron c.i. L,M,N	≈0,4	-	1,6
radiație beta 1	0,282 (max)	0,079	0,98
radiație beta 2	0,959 (max)	0,314	99
radiație beta 3	1,371 (max)	0,475	0,025
radiație X (L)	≈0,009	-	1,3
radiație X (K)	≈0,070	-	2,7
radiație gama 1	0,412	-	95
radiație gama 2	0,676	-	0.82
radiație gama 3	1,089	-	0,16

Conform acestui tabel se poate calcula cantitatea de energie transportată în medie de fiecare tip de radiație:

<u>-electroni</u>:

W_e = (0,007·2% + 0,056·0,2% + 0,328·3% + 0,4·1,6% + 0,079·0,98%
+ + 0,314·99% + 1,371·0,025%) MeV = 0,3285 MeV

-fotoni:

W_f = (0,009·1,3% + 0,070·2,7% + 0,412·95% + 0,676·0,82% + + 1,089·2%) MeV = 0,4207 MeV

Intensitatea radiației emise în aer de o sursă punctiformă de aur-198 se poate calcula cu relația:

$$I = \frac{\Lambda}{4\pi x^2}\left(\sum_i s_{\beta_i} w_i + \sum_j s_{\gamma_j} w_j\right) = \frac{\Lambda}{4\pi x^2}\left(0{,}3285\ \text{MeV} + 0{,}4207\ \text{MeV}\right)$$

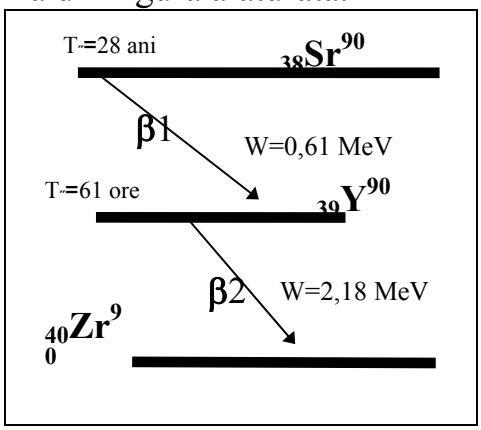
unde Λ este activitatea sursei, x este distanța până la sursă, iar absorbția electronilor este neglijată (distanța până la sursă este mai mică decât parcursul electronilor). O sursă cu activitatea de 4π milicurie ar genera la distanța de un metru o intensitate de radiație :

$I = 0{,}7492\ \text{mCi·MeV/m}^2 = 0{,}7492 \cdot 3{,}7 \cdot 10^7 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13}\ \text{W/m}^2 = 4{,}44\ \mu\text{W/m}^2$

Cunoaşterea schemei dezintegrărilor radioactive este indispensabilă calculului dozei, energetice sau biologice, precum şi proiectării ecranelor de radiații. Din acest motiv s-au întocmit tabele cuprinzând schemele de dezintegrare ale principalelor substanțe radioactive întâlnite în practică, precum şi caracteristicile radiațiilor emise (factor de schemă, energie, parcurs).

1.9.5. Calculul unei doze de iradiere

Să considerăm cazul unui operator care lucrează cu o sursă punctiformă, conținând stronțiu-90. Dezintegrarea stronțiului se produce după schema din figura alăturată.



Se observă că schema de dezintegrare nu cuprinde decât particule beta. Din acest motiv doza de radiație trebuie calculată doar la distanțe mici, sub parcursul maxim în aer al acestor radiații (pentru radiația β1 parcursul în aer este de 1,59 m). Vom considera în continuare distanța de la operator la sursă mult mai mică decât parcursul în aer, fapt ce ne permite să neglijăm absorbția radiațiilor pe traseul

sursă-operator. Aşa cum am arătat anterior, doza biologică corespunzătoare unei radiații beta monoenergetice se poate calcula după relația :

$$B = \frac{100\eta\Lambda t}{4\pi x^2}\frac{w}{\rho R}$$

Pentru radiațiile beta emise de sursa considerată, efectivitatea biologică este $\eta \approx 1$, densitatea mediului biologic absorbant poate fi aproximată cu densitatea apei $\rho \approx 1000$ kg/m^3, iar parcursul radiației $\beta 1$ este de 2,05 mm, în vreme ce acela al radiației $\beta 2$ este de 10,48 mm (ambele în apă). Energiile efective w ale celor două radiații beta se iau egale cu 40% din energiile maxime corespunzătoare. În relație t semnifică timpul de iradiere (considerat foarte mic în comparație cu perioadele de înjumătățire), x distanța față de sursă şi Λ activitatea sursei. Să facem calculele pentru valorile:

$$t = 4 \text{ ore} = 14400 \text{ s}$$
$$x = 25 \text{ cm} = 0{,}25 \text{ m}$$

Rezultă :

$$B_{\beta 1} = \frac{100 \cdot 1 \cdot \Lambda_1 \cdot 14400 \cdot 40\% \cdot 0{,}61}{4\pi \cdot (0{,}25)^2 \cdot 1000 \cdot 2{,}05} \cdot \frac{\frac{\text{rad}}{\text{J}/\text{kg}} \cdot \frac{\text{rem}}{\text{rad}} \cdot \text{s} \cdot \text{MeV}}{\text{m}^2 \cdot \text{kg}/\text{m}^3 \cdot \text{mm}}$$

$$B_{\beta 1} \approx 218{,}34 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-10}\ \Lambda_1\ (\text{rem} \cdot \text{s}) = 349{,}3 \cdot 10^{-10}\ \Lambda_1\ (\text{rem} \cdot \text{s})$$

Analog :

$$B_{\beta 2} \approx 244{,}2 \cdot 10^{-10}\ \Lambda_2\ (\text{rem} \cdot \text{s})$$

În cazul unei activități Λ_0 = 0,1 mCi = $3{,}7 \cdot 10^6$ dezintegrări/s, rezultă dozele biologice :

$$B_{\beta 1} \approx 129 \cdot \frac{\Lambda_1}{\Lambda_0}\ (\text{mrem})$$

$$B_{\beta 2} \approx 90 \cdot \frac{\Lambda_2}{\Lambda_0}\ (\text{mrem})$$

Să considerăm acum că la momentul constituirii sursei radioactive s-a folosit stronțiu pur, având activitatea Λ_0 = 0,1 mCi. În timp activitatea stronțiului scade după o lege exponențială :

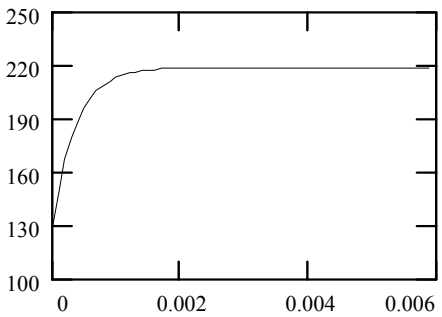
$$\Lambda_1 = \Lambda_0 e^{-\lambda T} = \Lambda_0 e^{-\frac{ln2}{T_{1/2}}T} = \Lambda_0 \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{T}{T_{1/2}}}$$

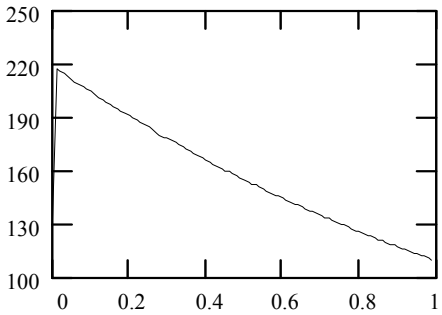
Activitatea itriumului rezultat prin dezintegrarea stronțiului se exprimă prin relația :

$$\Lambda_2 = \frac{\lambda'\Lambda_0}{(\lambda' - \lambda)}\left(e^{-\lambda T} - e^{-\lambda' T}\right)$$

După efectuarea calculelor, ţinând cont că timpul de înjumătăţire al itriumului este foarte mic în comparaţie cu al stronţiului, rezultă :

$$\Lambda_2 = \frac{T_{1/2}}{T_{1/2} - T'_{1/2}} \cdot \Lambda_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{T\left(T_{1/2} - T'_{1/2}\right)}{T_{1/2} T'_{1/2}}}\right] \approx \Lambda_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{T}{T'_{1/2}}}\right]$$





Doza biologică totală la momentul T devine:

$$B = 129 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{T}{T_{1/2}}} \cdot \left\{1 + 0{,}7 \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{T}{0{,}00025 T_{1/2}}}\right]\right\} (\text{mrem})$$

Dacă reprezentăm grafic doza biologică în funcţie de raportul $T/\ T_{1/2}$, observăm că după un interval de timp relativ scurt: T ≈ 0,002·28 ani ≈ 20 zile, doza de radiaţie creşte de la 129 mrem până la aproape 220 mrem, după care scade lent, fiind de aproximativ 110 mrem după 28 de ani. După trecerea primelor 20 de zile de la construirea sursei din stronţiu pur, contribuţia radiaţiilor emise de itrium reprezintă aproape jumătate din doza biologică absorbită de operator în cursul activităţii sale.

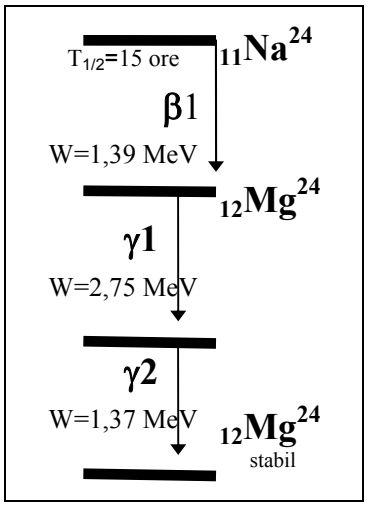
În legătură cu exemplul studiat, trebuie remarcat şi faptul că la distanţă mai mare de sursă doza biologică absorbită se micşorează mult, iar la distanţe peste 7-8 metri (adică parcursul radiaţiei β2 în aer) sursa este nevătămătoare.

1.9.6. Calculul unui ecran de protecţie

Să discutăm ecranarea unei surse punctiforme de sodiu-24. Sodiul emite prin dezintegrare radiaţii beta şi gamma. Radiaţiile beta nu vor fi luate în consideraţie la calculul dozei, pornind de la ipoteza că ele vor fi ab-

sorbite de ecran, fără a genera o cantitate semnificativă de radiații gamma, a căror ecranare să fie şi ea necesară.

Doza biologică se poate calcula după relația :



$$B = \frac{100\eta\Lambda t}{4\pi x^2}\left(\frac{\mu_1 w_1}{\rho} + \frac{\mu_2 w_2}{\rho}\right)$$

unde $\eta \approx 1$ este efectivitatea biologică a radiațiilor gama, Λ este activitatea sursei, t este timpul de iradiere, x este distanța față de sursă, w este energia unui foton gamma, iar raportul μ/ρ este coeficientul masic de absorbție în apă al radiațiilor gamma. În literatura de specialitate se pot găsi valori gata calculate ale factorului $\Gamma = \frac{100\eta}{4\pi}\cdot\frac{\mu w}{\rho}$. Pentru cele două radiații gamma emise de sodiu, găsim:

$$\Gamma_1 \approx 0{,}33\frac{\mu\text{rem}\cdot\text{m}^2}{\text{s}\cdot\text{mCi}} \quad \Gamma_2 \approx 0{,}19\frac{\mu\text{rem}\cdot\text{m}^2}{\text{s}\cdot\text{mCi}}$$

Să considerăm timpul de lucru de 8 ore şi distanța de la operator la sursă de 1,5m. Fie activitatea sursei de 50 mCi. Doza biologică corespunzătoare este :

$$B = \frac{50\cdot 8\cdot 3600}{1{,}5^2}\cdot(0{,}33+0{,}19)\ (\mu\text{rem}) = 332800\ \mu\text{rem} \approx 333\ \text{mrem}$$

Dacă operatorul lucrează cinci zile pe săptămână, rezultă o doză totală de 1665 mrem. Fie doza săptămânală maximă admisibilă de 100 mrem. În consecință, prin ecranare, trebuie să reducem de aproximativ 17 ori doza de radiație. Ecranarea poate fi realizată cu ajutorul unui înveliş din plumb. Stratul de plumb reduce numărul fotonilor gamma, fără a afecta energia pe care o transportă fotonii individuali. Rezultă că ecranul de care avem nevoie trebuie să reducă de 17 ori numărul fotonilor gamma. În jurul energiei de 2 MeV per foton, coeficientul liniar de absorbție al plumbului este de aproximativ 33 m^{-1}. Atenuarea numărului de fotoni din fascicol se face după legea exponențială: $N = N_0 e^{-\mu x}$. Notând cu d grosimea ecranului, rezultă :

$$\frac{N_0}{17} = N_0 e^{-33\text{m}^{-1}\cdot d} \Rightarrow \text{d} = \frac{\ln 17}{33}\text{m} \approx 0{,}086\ \text{m} = 8{,}6\ \text{cm}$$

Deci stratul de plumb al ecranului trebuie să aibă grosimea de 8,6 cm.

2. POLUANŢI SONORI

2.1. CARACTERISTICILE SUNETELOR

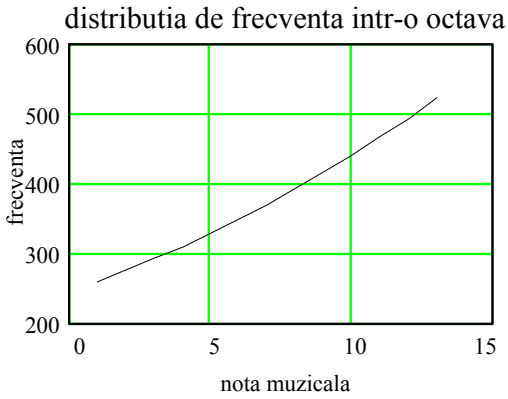
2.1.1. Clasificarea sunetelor, înălţimea şi timbrul, spectrul de frecvenţă

Noţiunea de **sunet** desemnează *undele mecanice, de intensitate relativ scăzută, care pot provoca senzaţii auditive*.

Tonurile muzicale pure sunt *undele elastice armonice, de frecvenţă bine definită*, care determină oscilaţii locale, armonice, ale particulelor mediului, de forma :

$$y = A\ sin(2\pi\nu t + \varphi)$$

Frecvenţa unui ton muzical pur este legată de o calitate a sunetului denumită **înălţime**. În funcţie de înălţimea lor tonurile muzicale pure sunt grupate în **octave**. Octava începe cu o notă muzicală (deobicei nota *do*) şi se încheie cu aceeaşi notă, corespunzând acum octavei următoare. Raportul dintre frecvenţa ultimei note a octavei şi frecvenţa primei note este egal cu doi. În interiorul unei octave există douăsprezece intervale de frecvenţă ce separă notele muzicale standard. Iată distribuţia frecvenţelor pentru prima octavă :



nota	ν (Hz)	nota	ν (Hz)
1. do	261,63	8. sol	392,00
2. do#	277,18	9. sol#	415,31
3. re	293,67	**10. la**	**440**
4. re#	311,13	11. la#	466,16
5. mi	329,63	12. si	493,88
6. fa	349,23	1′. do	523,25
7. fa#	369,99	-	-

Frecvenţa notei *la* din prima octavă a fost stabilită la valoarea de 440 Hz. Frecvenţele tuturor celorlalte note muzicale pot fi calculate în funcţie de această frecvenţă după relaţia :

$$\nu = 440 \cdot 2^{n-1+\frac{m-10}{12}}$$

unde *n* este numărul octavei şi *m* poziția notei în interiorul octavei.

Urechea umană este, în general, capabilă să audă doar tonurile muzicale pure cuprinse în intervalul de frecvență 16 Hz-20000 Hz (adică aproximativ 10 octave). Undele mecanice având proprietăți fizice asemănătoare sunetelor, dar care nu sunt cuprinse în acest interval de frecvență, au primit denumirile de **infrasunete** *dacă frecvența lor este inferioară frecvenței de 16 Hz*, sau de **ultrasunete** *dacă frecvența lor este superioară valorii de 20000 Hz*.

Tonul muzical complex este sunetul format dintr-un ton muzical pur fundamental, însoțit de alte tonuri muzicale pure, având frecvențele egale cu multipli întregi ai frecvenței fundamentale (numite „**armonice de ordin superior**”). În funcție de proporția în care armonicele superioare se compun cu tonul fundamental, sunetul rezultat este auzit într-un mod diferit. *Calitatea sunetului de-a fi perceput într-un mod distinct, deşi este bazat pe acelaşi ton fundamental*, se numeşte **timbru**.

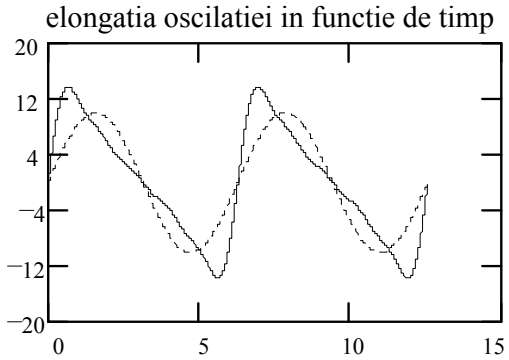
Pentru a exemplifica obținerea tonurilor muzicale complexe, am compus oscilația fundamentală :

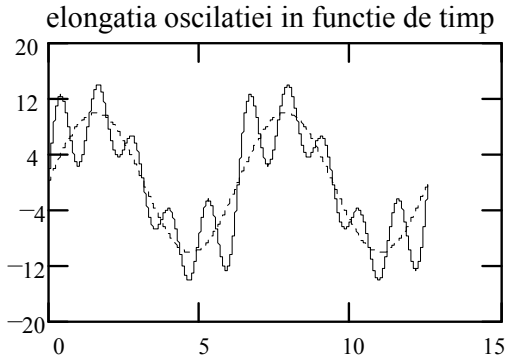
$$y = 10{,}000 \sin x$$

cu oscilațiile :

$y1 = 5{,}000 \sin 2x$	$z1 = 0{,}625 \sin 2x$
$y2 = 2{,}500 \sin 3x$	$z2 = 1{,}250 \sin 3x$
$y3 = 1{,}250 \sin 4x$	$z3 = 2{,}500 \sin 4x$
$y4 = 0{,}625 \sin 5x$	$z4 = 5{,}000 \sin 5x$

obținând următoarele reprezentări grafice, în funcție de $x = 2\pi\nu t$, pe durata a două perioade ale oscilației *y* (curba punctată este tonul fundamental):





Se observă că deşi oscilațiile care alcătuiesc tonul complex sunt aceleaşi, rezultatul compunerii lor este complet diferit. Mai trebuie remarcat că elongația rezultantă este o funcție periodică de timp, perioada fiind egală cu perioada tonului fundamental.

Orice ton complex determină într-un punct al mediului oscilații periodice ale moleculelor sale. Dacă notăm cu ν_0 frecvența acestor oscilații periodice (care este aceeaşi cu frecvența sunetului), putem să scriem elongația oscilației ca suma unei serii de elongații ale unor oscilații armonice, de frecvențe egale cu multipli întregi ai frecvenței ν_0 şi amplitudini ce depind de frecvență :

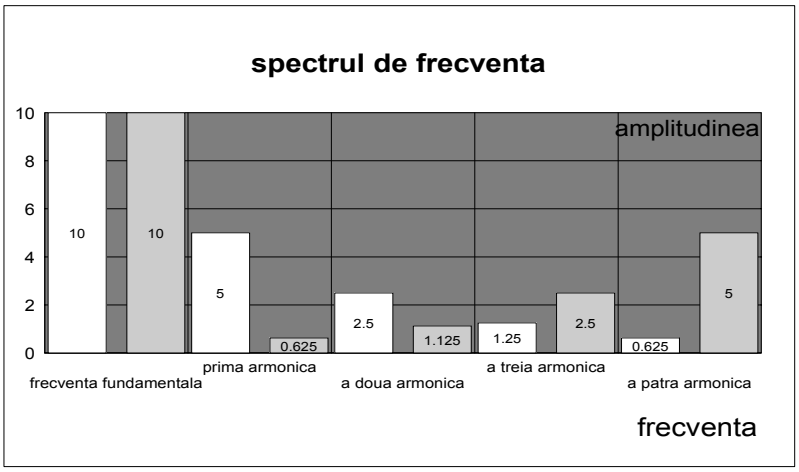
$$y_{(t)} = \sum_n y_n = \sum_n A_n \, sin\left[2\pi(n\nu_0)t + \varphi_n\right]$$

Această serie se numeşte **serie Fourier**, iar metoda matematică corespunzătoare este desemnată ca *descompunerea Fourier unei oscilații periodice în oscilații armonice*. Valoarea amplitudinii A_n se poate determina ştiind că funcțiile armonice alcătuiesc un sistem de funcții ortonormate:

$$\delta_{n,m} = 2\nu_0 \int_0^{\frac{1}{\nu_0}} sin(2\pi\nu_0 \cdot n) sin(2\pi\nu_0 \cdot m) dt \;\; ; \;\; \delta_{n,m} = 2\nu_0 \int_0^{\frac{1}{\nu_0}} cos(2\pi\nu_0 \cdot n) cos(2\pi\nu_0 \cdot m) dt$$

unde $\delta_{n,m}$ este egal cu 0 dacă $n \neq m$, sau cu 1 dacă $n=m$. Rezultă că A_n are expresia:

$$A_n = 2\nu_0 \sqrt{\left[\int_0^{\frac{1}{\nu_0}} y_{(t)} \, sin(2\pi\nu_0 \cdot n) dt\right]^2 + \left[\int_0^{\frac{1}{\nu_0}} y_{(t)} \, cos(2\pi\nu_0 \cdot n) dt\right]^2}$$



Dacă reprezentăm într-o histogramă amplitudinile tonului fundamental şi cele ale armonicelor, obținem **spectrul de frecvență** al tonului complex. În figura alăturată sunt reprezentate spectrele de frecvență ale celor două tonuri complexe discutate anterior.

Pe lângă sunetele muzicale întâlnim şi **zgomotele**. Acestea sunt fenomene în general aperiodice, reprezentând sunete nedorite care provoacă senzații auditive neplăcute. Ca fenomene fizice, zgomotele nu sunt în mod esențial diferite de sunetele muzicale. Cu toate acestea, în cazul în care sunt aperiodice, ele nu mai pot fi descrise matematic prin serii Fourier, ci doar prin integrale Fourier. Spectrul de frecvență al acestor zgomote este o funcție continuă de frecvență.

2.1.2.Tăria sunetelor

Tăria unui sunet este o mărime legată, pe de-o parte, de efectul auditiv pe care-l produce sunetul şi, pe de-altă parte, de cantitatea de energie pe care o transportă unda sonoră. Efectul auditiv şi energia undei *nu* se află într-o simplă relaţie de proporţionalitate, din cauza caracterului subiectiv al percepţiei auditive. Din acest motiv trebuie să utilizăm mărimi fizice diferite pentru a caracteriza tăria sunetului, fie din punctul de vedere obiectiv al transportului de energie sonoră, fie din punctul de vedere subiectiv al efectului auditiv.

Să considerăm mai întâi un ton muzical pur de frecvenţă bine stabilită. Tăria acestui sunet poate fi caracterizată din punct de vedere obiectiv de **intensitatea sonoră**, adică de cantitatea de energie sonoră transportată în unitatea de timp, prin unitatea de suprafaţă perpendiculară direcţiei de propagare a sunetului :

$$I_\nu = \frac{dW_s}{dS_n dt}$$

Intensitatea sonoră minimă care mai poate fi sesizată de analizatorul auditiv uman se numeşte **intensitatea pragului de audibilitate**. Valoarea intensităţii sonore ce corespunde pragului de audibilitate este o funcţie de frecvenţa sunetului. Domeniul de maximă sensibilitate al urechii umane este cuprins între frecvenţele de 600 Hz şi de 7000 Hz. În acest interval pot fi percepute sunete de intensitate $I = 10^{-12}$-10^{-11} W/m^2. S-a ales ca **valoare standard a pragului de audibilitate** intensitatea pragului de audibilitate al sunetului pur cu frecvenţa de 1000 de Hz :

$$\boldsymbol{I_0 = 10^{-12}\ \mathrm{W/m^2}}$$

Există pentru fiecare frecvenţă şi o valoare maximă a intensităţii care mai poate fi suportată fără a produce efecte ireversibile asupra aparatului auditiv. Aceasta este aşa-numita **intensitate a pragului de durere**. Intensitatea pragului de durere este mai mică în intervalul de frecvenţe pentru care urechea este mai sensibilă (0,1 W/m^2 la 6000 Hz), ajungând pentru alte frecvenţe până la 10 W/m^2. Deoarece valorile numerice extreme ale intensităţilor sonore care trebuie luate în consideraţie în ceea ce priveşte efectul auditiv diferă prin 13 ordine de mărime, se preferă utilizarea unei mărimi fizice relative, denumită **nivelul de intensitate acustică**. Nivelul intensităţii acustice se defineşte ca fiind *de zece ori logaritmul zecimal al raportului dintre intensitatea sonoră a sunetului considerat şi intensitatea standard a pragului de audibilitate* :

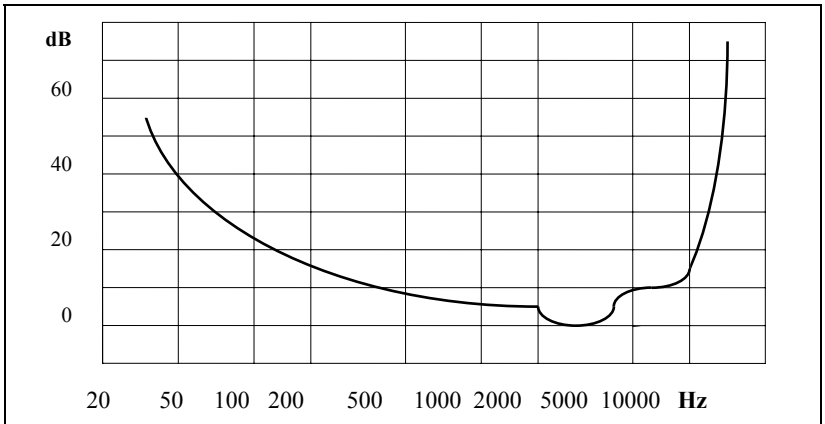
$$L = 10\,lg\frac{I}{I_0}$$

Unitatea de măsură a nivelului intensităţii acustice este **decibelul**, cu simbolul **dB**.

Pentru a ilustra efectul auditiv al unor sunete, în funcție de distanța până la locul unde au fost generate, se poate alcătui următorul tabel:

sursa sunetului	distanța (m)	intensitatea (W/m^2)	nivelul intensității (dB)
şoaptă (prag de audibilitate)	1	10^{-12}	0
căderea picăturilor de apă	1	10^{-10}	20
conversație normală	1	10^{-8}	40
automobile rulând pe asfalt	5-10	10^{-6}	60
orchestră simfonică	3-5	10^{-4}	80
ciocan de nituit	1	10^{-2}	100
motor de avion (prag de durere)	10	1	120

Datorită subiectivității urechii, sunete având acelaşi nivel al intensității acustice provoacă senzații auditive diferite.



Pragul de audibilitate în funcție de frecvență

Graficul alăturat prezintă variația pragului de audibilitate în funcție de frecvența sunetelor pure, pentru persoane tinere, normale din punct de vedere auditiv. Se observă că spre limitele extreme ale domeniului de frecvențe, pragul de audibilitate crește mult, iar valorile minime sunt întâlnite pentru frecvențe între 500 şi 5000 de Hz.

Pentru a descrie tăria unui sunet, aşa cum este el perceput de urechea umană, se foloseşte o mărime denumită **nivel de tărie al sunetului**. El este definit ca *de zece ori logaritmul zecimal al raportului dintre intensitatea sonoră a unui sunet cu frecvența de 1000 Hz, care are aceeaşi tărie aparentă ca şi sunetul considerat, şi intensitatea standard a pragului de audibilitate*. Unitatea de măsură a nivelului de tărie este **fonul**. Relația de calcul a nivelului de tărie este :

$$L_t = 10\,lg\frac{I_{1000}}{I_0} = 10\,lg\frac{K_\nu I_\nu}{I_0} = L + 10\,lg\,K_\nu$$

Factorul K_ν este o mărime biofizică, iar valoarea sa, în funcție de frecvența şi natura sunetului, este dată de curbe sau de tabele experimentale. Nivelul de tărie, exprimat în foni, este numeric egal cu nivelul intensității acustice, exprimat în decibeli, numai pentru sunetele cu frecvența de 1000 Hz.

În practică, se foloseşte şi mărimea denumită **tăria** sunetului. Aceasta se notează cu ***N***, se măsoară în **soni** şi reprezintă numărul care arată de câte ori sunetul sau zgomotul este apreciat de un ascultător, otologic normal, că ar fi mai intens decât un sunet pur cu frecvența de 1000 Hz şi nivelul intensității acustice de 40 dB. Relația de legătură între tăria sunetului N şi nivelul de tărie L_t este următoarea:

$$N = 2 \cdot \frac{L_t - 40}{10} \quad (\text{soni})$$

Cercetările experimentale au permis să se găsească o relație empirică între tăria unui sunet şi nivelul de tărie, valabile în intervalul 20-120 foni :

$$lg\, N = 0{,}03\ (L_t - 40)$$

sau :

$$L_t = 40 + 33\ lg\, N$$

2.2. PROPAGAREA SUNETELOR

2.2.1. Generalități

Propagarea sunetelor are loc sub formă de unde elastice. În medii gazoase şi lichide undele sonore sunt unde longitudinale (adică oscilațiile particulelor mediului, induse de undă, au loc pe direcție paralelă cu direcția de propagare). În solide sunetele se pot propaga atât ca unde longitudinale, cât şi ca unde transversale (la care oscilația particulelor mediului are direcție perpendiculară celei de propagare).

Propagarea undelor sonore este caracterizată de **viteza de fază**, adică de viteza cu care perturbația elastică se răspândeşte în mediu. În funcție de mediul de propagare, se pot găsi mai multe expresii pentru viteza de fază. Astfel în *cazul mediilor solide* cu dimensiuni limitate, este valabilă expresia :

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\mu)}{\rho(1+\mu)(1-2\mu)}}$$

în care E este modulul de elasticitate al materialului, μ este coeficientul lui Poisson, iar ρ este densitatea materialului. *În lichide*, putem scrie :

$$c_l = \sqrt{\frac{1}{\rho\beta}} \quad ; \quad \beta = -\frac{1}{V}\frac{\partial V}{\partial p}$$

Factorul β este coeficientul de compresibilitate izotermă al lichidului. În fine, *pentru gaze*, se pot scrie două expresii, prima corespunzând propagării izoterme (cazul frecvențelor joase), iar cealaltă propagării adiabatice :

$$c_l = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

$$c_l = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$$

În aceste expresii R este constanta gazelor ideale, T temperatura absolută a gazului, μ masa molară a gazului şi γ exponentul său adiabatic. Iată, cu titlu orientativ, câteva valori ale vitezei de propagare a sunetului în diferite medii :

mediul	**viteza** (m/s)	**mediul**	**viteza** (m/s)	**mediul**	**viteza** (m/s)
aer (1atm;0°C)	332	granit	6000	plumb	1200
aer (1atm;100°C)	386	oțel (bară)	5050	apă (15°C)	1440
hidrogen (0°C)	1269	aluminiu	5100	beton	3160
cauciuc	54	sticlă	5190	alcool	1210

Produsul dintre viteza de fază c a unei unde sonore armonice şi perioada sa de oscilație T poartă numele de **lungime de undă** :

$$\lambda = c\,T$$

Lungimea de undă a unui sunet cu frecvența de 1000 Hz, în aer, este de aproximativ 35 de centimetri.

Propagarea undelor elastice se face datorită forțelor elastice prin care interacționează particulele mediului. Acțiunea mecanică produsă de un factor perturbator se manifestă în deformarea şi deplasarea față de poziția de echilibru a unor mici porțiuni din material. Interacțiunea dintre acestea şi porțiunile învecinate determină apariția unor forțe de presiune suplimentare în interiorul materialului. Variația de presiune înregistrată într-un punct al materialului în timpul propagării undei elastice, în comparație cu presiunea în absența undei, denumită **presiune sonoră**, poate constitui o măsură a prezenței undei şi a calității acesteia. Totalitatea presiunilor suplimentare generate în mediul elastic alcătuieşte un **câmp de presiune sonoră**, denumit uneori şi **câmp sonor**. Dacă notăm presiunea sonoră cu p_s şi luăm în considerare o undă sonoră plană :

$$p_s = p_{s_{max}}\, sin\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda}\right) + \varphi\right]$$

se poate demonstra că intensitatea undei are forma matematică :

$$I = \frac{p_s^2}{\rho c}$$

unde ρ este densitatea mediului, iar c este viteza de fază a undei. Intensitatea astfel calculată este o mărime variabilă în timp. Instrumentele de măsură sau ure-

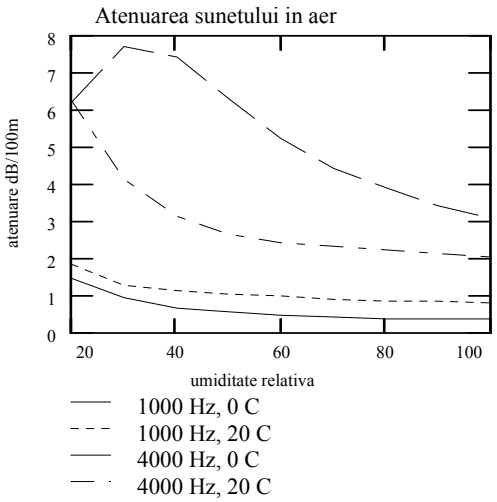
chea umană măsoară în realitate doar o valoare medie a intensității undei sonore. Aceasta se poate calcula astfel :

$$\bar{I} = \frac{1}{\rho c} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T p_s^2 dt = \frac{1}{\rho c} \cdot \frac{p_{s_{max}}^2}{2}$$

Factorul ρc se numeşte **impedanță sonoră**, iar raportul $p_{s_{max}} / \sqrt{2}$ este desemnat ca **presiune efectivă**, p_{ef}.

Transmiterea undelor sonore în spațiu este însoțită de întreaga gamă a fenomenelor fizice care se produc în cursul propagării undelor elastice. Dintre acestea amintim :

- **reflexia şi refracția**, adică fenomenele ce apar atunci când unda întâlneşte suprafața de separație dintre două medii elastice. Prin reflexie o parte din energia undei sonore este returnată în mediul de proveniență. Prin refracție o altă parte din energie se transmite în cel de-al doilea mediu. Raportul dintre densitatea de energie a undei reflectate şi densitatea de energie a undei incidente se numeşte **coeficient de reflexie**, după cum raportul dintre densitatea de energie a undei refractate şi densitatea de energie a undei incidente se numeşte **coeficient de transmisie**. În lipsa fenomenelor de absorbție a energiei la suprafața de separație, suma dintre coeficientul de reflexie şi coeficientul de transmisie este unitară.
- **interferența**, adică fenomenul de compunere într-un punct din spațiu a două sau mai multe unde coerente. Acest fenomen este puțin important din punctul de vedere al poluării sonore a mediului.
- **difracția**, adică fenomenul care constă în ocolirea aparentă de către sunet a unor obstacole având dimensiuni comparabile cu lungimea de undă. Acest fenomen este mai important în cazul sunetelor având o frecvență scăzută (şi deci lungime de undă mare) şi neglijabil în cazul ultrasunetelor.



- **absorbția** sau atenuarea, adică fenomenul de disipare a energiei sonore pe măsura creşterii distanței de propagare. Absorbția energiei sonore se datorează transferării unei părți din energia cinetică de oscilație a moleculelor mediului către mişcarea termică dezordonată a acestora, însoțită de încălzirea mediului. În cazul propagării sunetului prin aer, un rol important în absorbție îl au frecvența sunetului şi temperatura sau umiditatea aerului.

Atenuarea sunetului se poate produce şi la suprafața de separație dintre două medii, alături de reflexie şi refracție. Pentru motive practice se defineşte **coe-**

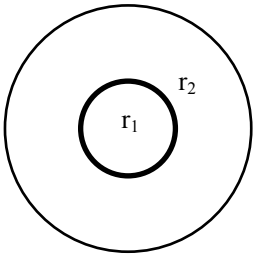
ficientul de absorbţie α ca fiind raportul dintre densitatea de energie nereflectată şi cea incidentă :

$$\alpha = \frac{w_{incident} - w_{reflectat}}{w_{incident}}$$

Nu trebuie confundată atenuarea sunetului prin absorbţie cu cea care se datorează micşorării densităţii de energie a undei sonore pe măsura depărtării de sursa de sunet. Aceasta din urmă apare ca urmare a creşterii volumului în care se distribuie energia sonoră, în condiţiile în care energia totală transportată are valoare constantă.

2.2.2. Propagarea sunetelor în spaţii deschise şi în spaţii închise

Fie un sunet emis de o sursă ce poate fi considerată punctiformă în raport cu distanţa până la punctul de recepţie. Considerăm că sursa se găseşte într-un spaţiu deschis, iar sunetul nu întâlneşte obstacole în cursul propagării. În acest caz fronturile de undă consecutive au forma unor sfere concentrice. Fie fronturile de undă de raze r_1 şi r_2. În lipsa absorbţiei fluxul de energie sonoră prin cele două suprafeţe de undă este egal :



$$\Phi_1 = \Phi_2$$

Deoarece fluxul de energie este egal cu produsul dintre intensitatea sunetului şi mărimea suprafeţei traversate de acesta, rezultă :

$$I_1 \cdot 4\pi r_1^2 = I_2 \cdot 4\pi r_2^2$$

sau :

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

Deoarece $r_2 > r_1$ rezultă că raportul celor două intensităţi este subunitar, deci sunetul este atenuat chiar în lipsa absorbţiei, ca efect al îndepărtării faţă de sursă. Atenuarea nivelului intensităţii sonore este :

$$\Delta L = 10 lg \frac{I_2}{I_1} = 20 lg \frac{r_2}{r_1} \quad \text{(dB)}$$

În cazul $r_2 = 10\ r_1$ atenuarea obţinută este de 20 de decibeli. Acest tip de atenuare este independent de frecvenţa sunetului şi de condiţiile de mediu.

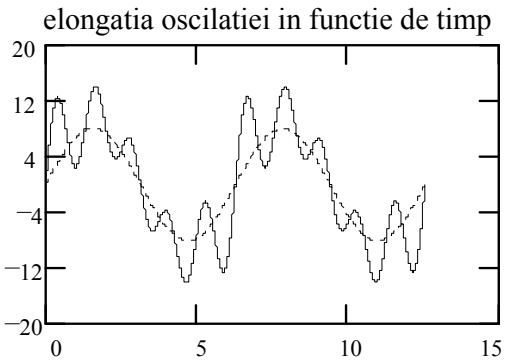
În prezenţa absorbţiei atenuarea este amplificată. De această dată trebuie luate în considerare atât frecvenţa sunetului cât şi condiţiile de mediu. În cazul unui sunet complex, absorbţia componentelor sale se face în mod diferit, în funcţie de frecvenţă. Acest fapt duce la schimbarea caracteristicilor sunetului pe

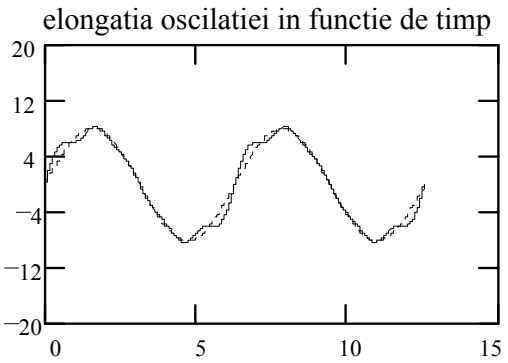
măsura îndepărtării de locul de origine. Deoarece sunetele înalte sunt absorbite mai intens decât sunetele joase, spectrul de frecvență este modificat astfel încât tonalitatea sunetului se modifică în cursul propagării.

Să luăm ca exemplu sunetul complex, cu frecvența fundamentală de 500 Hz şi armonicele sale, descris în prima coloană a tabelului ce urmează ($x=2\pi\nu t$) :

P = 10,000 *sin x*	ΔL= 1,9 dB/1000m	p = 8,035 *sin x*
P1 = 0,625 *sin* 2*x*	ΔL= 4,6 dB/1000m	p1 = 0,378 *sin* 2*x*
P2 = 1,250 *sin* 3*x*	ΔL= 8,0 dB/1000m	p2 = 0,498 *sin* 3*x*
P3 = 2,500 *sin* 4*x*	ΔL= 11,3 dB/1000m	p3 = 0,681 *sin* 4*x*
P4 = 5,000 *sin* 5*x*	ΔL= 18,0 dB/1000m	p4 = 0,629 *sin* 5*x*

În coloana următoare sunt trecute atenuările datorate absorbției pe o distanță de 1000 m, la temperatura de 20°C şi umiditatea relativă de 40%. Cunoscând atenuarea putem calcula amplitudinile finale ale presiunilor sonore, completând astfel cea de-a treia coloană a tabelului. Reprezentând grafic presiunea sonoră totală inițială şi cea finală, comparată cu presiunea sonoră a sunetului fundamental (curba punctată), observăm diferențe mari, legate de atenuarea frecvențelor înalte :

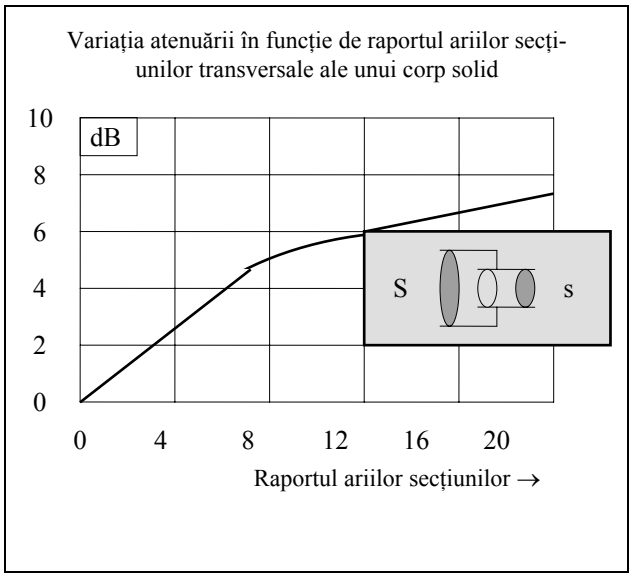




Atenuarea sunetelor care se propagă în apropierea solului este influențată atât de condițiile atmosferice (ceața, precipitațiile, temperatura ridicată sau poluarea atmosferei micşorează absorbția), cât şi de starea suprafeței solului (un strat de zăpadă absoarbe o mare parte din energia undelor incidente).

La propagarea undelor sonore prin medii solide atenuarea este influențată de variația secțiunii transversale a materialului. Calculul atenuării undelor în bare longitudinale de secțiune variabilă se face ținând cont de coeficientul de transmisie acustică :

$$\tau = \frac{4sS}{(s+S)^2}$$



Atenuarea obținută are valoarea :

$$\Delta L = 10 lg \frac{1}{\tau} \quad \text{(dB)}$$

Dacă se aşează în drumul undelor sonore straturi din alte materiale decât mediul principal de propagare, având grosimi mai mici decât lungimea de undă a sunetului, coeficientul de transmisie acustică este dat de relația :

$$\tau = \frac{1 + tg^2 \dfrac{2\pi l}{\lambda}}{1 + \dfrac{1}{4}\left(\dfrac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} + \dfrac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1}\right)^2 tg^2 \dfrac{2\pi l}{\lambda}}$$

unde l este grosimea stratului, λ este lungimea de undă a sunetului, c este viteza sa de fază, iar ρ este densitatea materialului. Atenuarea este maximă pentru $l=\lambda/4$.

În cazul în care sursa de zgomot se află într-o cameră închisă trebuie luate în considerație şi reflexiile sunetului pe suprafețele ce mărginesc camera şi obiectele aflate în aceasta. Pierderile de energie sonoră ca urmare a reflexiilor sunt măsurate prin coeficientul mediu de absorbție acustică :

$$\alpha = \frac{\sum_i \alpha_i S_i}{\sum_i S_i}$$

unde S_i reprezintă ariile diverselor suprafețe reflectante din încăpere, iar α_i sunt coeficienții de absorbție acustică ai acestora. Constanta de absorbție a camerei are expresia :

$$R = \frac{\alpha S}{1-\alpha} = \frac{\alpha \sum_i S_i}{1-\alpha}$$

Contribuția adusă de sunetele reflectate în orice punct al încăperii poate fi considerată constantă, intensitate sonoră corespunzătoare având expresia :

$$I_r = \frac{4\Phi}{R}$$

unde Φ este fluxul de energie emis de sursă. La această intensitate sonoră se adaugă cea a sunetului care ajunge direct de la sursă în punctul pe care-l luăm în considerație:

$$I_t = \frac{\Phi}{4\pi r^2} + \frac{4\Phi}{R}$$

În cazul în care sursa este direcțională, adică există o direcție preferențială după care se face emisia sunetului, intensitatea totală într-un punct din spațiu este :

$$I_t = \Phi\left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{R}\right)$$

unde Q este factorul de direcționalitate.

2.3. SURSE DE POLUARE SONORĂ ŞI DE VIBRAȚII

Sursa undelor mecanice o constituie perturbațiile mecanice ce se produc la nivelul unui corp din interiorul mediului elastic. Perturbațiile mecanice determină vibrația corpului. Energia de vibrație se poate transforma în căldură sau se poate propaga în mediul înconjurător prin intermediul undelor elastice. Corpul care este sursa undelor elastice poartă denumirea de **radiator acustic**. Dacă undele elastice radiate pot fi percepute de un subiect uman ca sunete, radiatorul acustic este o **sursă sonoră**.

Sursele sonore, producătoare de zgomot, se pot clasifica astfel :

- **Surse producătoare de zgomot prin acțiune mecanică**, care la rândul lor pot fi împărțite în :

  - surse producătoare de zgomot prin ciocnire, cum ar fi ciocanele de forjă, ciocanele pneumatice, războaiele de țesut, maşinile de scris, etc.

  - surse producătoare de zgomot prin frecare, cum ar fi cuțitele de strung prost ascuțite, rularea roților pe şine, rotirea axelor în lagărele de alunecare şi altele. În acest caz zgomotele depind de viteza relativă a suprafețelor de contact, de natura materialelor suprafețelor, de forța de apăsare între suprafețe.

- **Surse producătoare de zgomot prin acțiune aerodinamică**, care se pot clasifica în:

  - surse de zgomot datorat trecerii aerului prin orificii calibrate, cum ar fi sirenele sau ieşirea aerului sau aburului sub presiune prin supapele de evacuare.

  - surse de zgomot prin antrenarea în mişcare a fluidului de către suprafețele aflate în mişcare relativă față de acesta, cum ar fi cazul rotirii elicei de avion sau fâşâitul produs de frecarea dintre aer şi caroseria unui automobil în mişcare.

- **Surse producătoare de zgomot prin acțiune electromagnetică**, cum ar fi generatoarele, motoarele şi transformatoarele electrice. În aceste cazuri sunetul fundamental emis are frecvența curentului alternativ din rețeaua electrică (50 Hz).

- **Surse de zgomot prin acțiune termică**, constituite de turbioanele ce se formează în focarele de ardere. Apariția acestor zgomote este facilitată de tirajul

necorespunzător şi este însoțită de vibrații ale instalației. Frecvența lor este joasă (cel mult 100 Hz).

Sursele sonore se caracterizează prin :

- **putere acustică**, adică prin cantitatea de energie radiată în unitatea de timp.
- **directivitate**, adică prin proprietatea radiației emise de-a avea sau nu o direcție preferențială de propagare. Directivitatea unei surse sonore este măsurată de factorul de directivitate *Q*.
- **spectrul de frecvență al sunetului emis**
- **modul de radiație în timp**, adică prin calitatea de-a emite sunete într-un mod continuu, periodic sau intermitent.

În funcție de natura sursei acustice şi de proprietățile sunetului emis se pot lua măsuri specifice de combatere a poluării sonore. Trebuie amintit aici şi faptul că propagarea undelor elastice poate determina şi vibrații ale corpurilor din jurul sursei de oscilații. Acestea pot fi resimțite ca atare de subiectul uman şi pot avea consecințe periculoase atunci când au intensitate mare. Eliminarea vibrațiilor se face concomitent cu eliminarea zgomotului, prin metode asemănătoare.

2.4. EFECTELE BIOLOGICE ALE ZGOMOTULUI ŞI VIBRAȚIILOR

2.4.1. Efectele expunerii la acțiunea zgomotului

Efectele produse de zgomote se pot manifesta atât pe plan auditiv, cât şi într-un plan fiziologic mai general. Cu cât zgomotul este mai intens, iar expunerea este mai prelungită, cu atât efectele sunt mai grave şi persistența lor mai accentuată.

Efectele auditive, în ordinea crescătoare a importanței lor, sunt următoarele :

- Perturbarea comunicării verbale, efectul de mascare al unor semnale sonore

Cel mai intens dintre sunetele care ajung simultan la urechea unui observator poate îngreuna sau anula perceperea corectă a celorlalte sunete. Fenomenul amintit poartă numele de **efect de mascare**. Efectul de mascare este produs de zgomotele având intensitatea de peste 3 dB, iar dacă intensitatea zgomotului depăşeşte 30 dB efectul de mascare creşte direct proporțional cu intensitatea zgomotului.

- Oboseala auditivă

Oboseala auditivă constă în creşterea temporară a pragului percepţiei auditive, în urma expunerii la un zgomot intens. Efectul de oboseală auditivă este reversibil, timpul de recuperare durând între câteva minute şi câteva zile.

Oboseala auditivă se accentuează în cazul măririi intensităţii, frecvenţei şi timpului de expunere la zgomot, fiind mai puternică dacă zgomotul este un sunet pur. Persistenţa în timp a oboselii auditive depinde şi de durata expunerii la zgomot. Expunerea îndelungată la acţiunea zgomotului reduce capacitatea de regenerare a funcţiei auditive, iar deficitul auditiv dobândit se poate transforma din unul temporar în unul permanent.

- Traumatismul sonor

Traumatismul sonor survine expunerii la un zgomot foarte intens (peste 160 dB), chiar dacă acesta durează foarte puţin timp. Ca exemple de traumatisme putem indica spargerea timpanului, dislocarea lanţului de oase din urechea medie sau lezarea organului lui Corti din urechea internă.

- Surditatea profesională

Surditatea profesională este efectul expunerii îndelungate la acţiunea zgomotelor, caracterizată prin pierderea ireversibilă a auzului. Etapele de evoluţie sunt :

- *perioada de instalare a unui deficit permanent*, care nu depăşeşte 30 de zile şi se poate concretiza în apariţia unui deficit auditiv de 50 dB la o frecvenţă de 4000 Hz. În această fază deficitul auditiv este încă reversibil.

- *perioada de latenţă totală*, caracterizată de adaptarea urechii la zgomot şi instalarea unui deficit auditiv permanent de circa 40 dB la 4000 Hz.

- *perioada de latenţă subtotală*, stadiu în care persoana percepe încă conversaţiile purtate cu voce normală, dar a încetat să audă vocea şoptită. Deficienţa auditivă de la frecvenţa de 4000 de Hz se accentuează şi cuprinde două-trei octave în jurul acesteia. Perioada de latenţă subtotală poate dura de la minimum 2-3 ani la 10-12 ani.

- *perioada terminală de surditate manifestă*, caracterizată de un deficit auditiv foarte grav, începând de la frecvenţe de 500 Hz, ce împiedică persoana să mai audă conversaţiile purtate cu voce normală. În această perioadă pot apare senzaţii de vâjâituri şi ţiuituri în urechi, care amplifică disconfortul auditiv.

Efectele extraauditive mai importante sunt următoarele :

- Efectele zgomotului asupra sistemului nervos

Efectele zgomotului asupra sistemului nervos se concretizează în tulburări ale somnului, tulburări vizuale, modificări în funcţionarea sistemului neurovegetativ şi în sfera psihoafectivă.

Simptomatologia consecutivă agresiunii sonore se caracterizează prin nervozitate, hiperexcitabilitate, tahicardie, tulburări ale somnului, insomnii, coşmaruri frecvente, treziri bruşte din somn. Modificările psihoafective se manifestă prin treceri rapide de la o stare afectivă la alta, anxietate, nelinişte sau chiar con-

fuzie mintală. Ca efecte ale agresiunii sonore pot fi constatate modificări electroencefalografice, modificări ale excitabilității neuro-musculare şi modificări ale pragului critic de frecvență al fuziunii imaginilor luminoase. *Stressul* produs de zgomot se repercutează asupra echilibrului neuro-hormonal şi asupra scoarței cerebrale, favorizând apariția oboselii nervoase.

- Efectele psihofiziologice ale zgomotului

La persoanele expuse profesional al zgomot s-a constatat o tendință spre o stare de iritabilitate psihică cauzată de doi factori: oboseala fizică şi dificultatea de-a înțelege sau a transmite mesaje verbale.

Consecințele constau în scăderea atenției, erori în aprecierea vizuală sau în acțiunile motorii, instalarea unei stări de iritabilitate nervoasă manifestată atât la locul de muncă, cât şi ulterior, în familie sau în relațiile cu cei din jur. Oboseala indusă de zgomot poate genera cefalee, stări de greață sau duce la pierderi de greutate corporală.

- Tulburările somnului

Apariția unui zgomot, chiar de intensitate redusă, în timpul somnului duce la întreruperea acestuia. Chiar dacă somnul nu este întrerupt, prezența zgomotului produce modificări ale electroencefalogramei care probează că somnul este mai puțin odihnitor. Prezența unui zgomot intens împiedică adormirea. Cercetările efectuate în centre populate urbane au arătat că populația din cartierele cu zgomot intens foloseşte de trei ori mai multe somnifere, comparativ cu cea din cartierele liniştite.

Un efect în, aparență paradoxal, poate fi cel al unor muncitori, lucrând în prezența unui zgomot foarte intens (într-o secție de nituire), care în absența zgomotului sufereau de insomnii extrem de pronunțate, dar la locul de muncă erau imediat cuprinşi de somnolență. Somnolența lor nu putea fi îndepărtată nici prin mijloace medicamentoase, astfel încât a fost necesară schimbarea locului de muncă.

- Tulburările de circulație sanguină

Prin acțiunea zgomotului se produce o vasoconstricție periferică, care se poate menține şi după dispariția acestuia. Pe durata expunerii prelungite la zgomot apare o creştere a tensiunii diastolice. Tulburările ciculatorii se manifestă prin palpitații, extrasistole, dureri precordiale. Zgomotele intense duc şi la hipertensiune arterială, crize de angină pectorală, leziuni miocardice.

- Influența zgomotului asupra funcției vizuale

Acestea se manifestă prin alterarea percepției culorilor (mai ales în cazul luminii roşii), micşorarea acuității vizuale nocturne, modificări ale percepțiilor stereoscopice. Efectul vizual nu este considerat ca un efect direct, ci unul mediat de acțiunea zgomotului la nivelul scoarței cerebrale.

- Efectele zgomotului asupra glandelor endocrine şi activității metabolice

În prezenţa zgomotului activitate glandei suprarenale este potenţată. În general, se constată modificări de activitate endocrină, având ca scop compensarea acţiunii sunetului asupra sistemului nervos central.

Agresiunea sonoră provoacă de asemenea dereglări în funcţionarea sistemului neuro-vegetativ. Au fost puse în evidenţă şi disfuncţionalităţi destul de serioase în ceea ce priveşte metabolizarea aminoacizilor, glucidelor şi proteinelor.

Acţiunea infrasunetelor sau a ultrasunetelor provoacă de asemenea efecte asupra organismului uman. Simptomele acestora sunt: tulburări auditive, stări de oboseală, tensiune arterială instabilă, scădere în greutate, tulburări digestive, dureri de cap, anxietate.

2.4.2. Efectele expunerii la acţiunea vibraţiilor

Vibraţiile care acţionează asupra omului şi care depăşesc anumite praguri de toleranţă conduc la consecinţe, care se pot clasifica astfel :

- jenarea activităţii fizice şi intelectuale, manifestată prin oboseală şi scăderea randamentului muncii
- leziuni la nivelul organelor interne sau al unor părţi ale corpului, cum ar fi fracturile oaselor, afecţiunile pulmonare, leziunile intestinelor, cardiopatiile şi altele
- senzaţii şi fenomene subiective, cum ar fi lipsa de confort, durerea şi teama

Caracteristicile care influenţează efectul vibraţiilor asupra omului sunt frecvenţa şi intensitatea acestora. La aceeaşi frecvenţă şi amplitudine de vibraţie, efectul este diferenţiat în raport cu organul, aparatul sau ţesutul afectat. Vibraţiile de frecvenţă mai ridicată se transmit mai uşor prin ţesuturi.

Solicitarea la vibraţii se ia în considerare printr-un coeficient de solicitare K, depinzând de frecvenţa ν şi amplitudinea A (măsurată în milimetri), după relaţiile:

- dacă $\nu \leq 5$ Hz $\quad K = A\nu^2$
- dacă 5 Hz$<\nu\leq$40 Hz $\quad K = 5\,A\nu$
- dacă 40 Hz$<\nu\leq$200 Hz $\quad K = 200\,A$

După valorile coeficientului de solicitare se poate întocmi următorul tabel de efecte :

Coeficientul de solicitare K	Modul de percepere al vibraţiilor	Efectul vibraţiilor asupra capacităţii de lucru
0,1	Sub formă de unde line, abia perceptibile	Nu împiedică lucrul
0,1-0,3	Perceptibile, puţin supărătoare, suportabile pe durată lungă	Nu împiedică lucrul
0,3-1,0	Pronunţat perceptibile, neplăcute pe durată lungă, suportabile	Împiedică într-o anumită măsură lucrul

1-3	Destul de puternice, neplăcute pe durată lungă, suportabile	Stânjenesc lucrul, dar încă se poate lucra
3-10	Neplăcute, insuportabile pe o durată lungă, tolerabile cel mult o oră	Împiedică lucrul, dar pot fi încă acceptate
10-30	Foarte neplăcute, suportabile cel mult 10 minute	Abia se mai poate lucra
30-100	Extrem de neplăcute, suportabile cel mult un minut	Nu se mai poate lucra
peste 100	Insuportabile	Nu se mai poate lucra

2.5. MĂSURAREA ZGOMOTELOR ŞI A VIBRAŢIILOR

2.5.1. Măsurarea zgomotelor

Măsurarea zgomotelor se face de cele mai multe ori prin transformarea semnalului acustic în semnal electric şi analizarea ulterioară a acestuia. În acest scop este necesară folosirea unui **traductor sunet-curent electric**, denumit în mod uzual **microfon**.

Cel mai important criteriu de apreciere al unui microfon îl constituie capacitatea acestuia de-a asigura fidelitatea procesului de transformare a sunetului în semnal electric într-o gamă dinamică şi de frecvenţă cât mai largă.

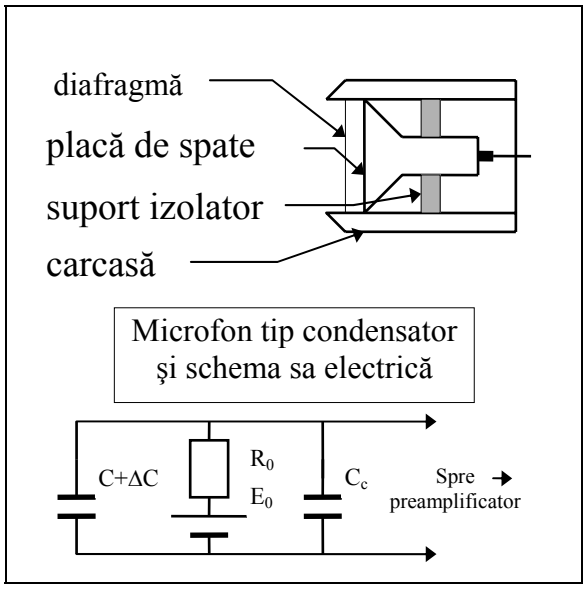
În prezent cele mai utilizate microfoane sunt următoarele:

- Microfoane piezoelectrice

Acestea sunt constituite dintr-o diafragmă conică foarte subţire, care supusă variaţiilor de presiune ale aerului determină prin forţa ce-o aplică unei plăci de ceramică piezoelectrică încovoierea acesteia. Încovoierea mecanică a piezoelectricului conduce la apariţia la bornele sale a unei tensiuni electrice proporţionale cu amplitudinea de încovoiere. Tensiunea electrică astfel rezultată reproduce variaţiile presiunii sonore, sensibilitatea microfonului scăzând la frecvenţele joase. La frecvenţe înalte, răspunsul microfonului este condiţionat de capacitatea de rezonanţă a diafragmei şi a plăcii ceramice.

- Microfoane tip condensator

Piesele principale ale unui asemenea tip de microfon sunt diafragma metalică subţire care vibrează în contact cu aerul şi placa de spate rigidă, paralelă cu diafragma, care joacă rolul celei de-a doua armături a condensatorului plan, prima armătură fiind însăşi diafragma metalică.



La bornele microfonului se aplică o tensiune electrică constantă, de ordinul a 200 V. Datorită vibraţiilor membranei, sub acţiunea variaţiilor de presiune sonoră, capacitatea condensatorului se modifică în timp, determinând variaţii ale tensiunii de la bornele microfonului. Sensibilitatea microfonului este invers proporţională cu capacitatea totală a circuitului electric în care este montat C_c, ceea ce impune eliminarea cablurilor de conexiune cu preamplificatorul circuitului electronic al aparatului de măsură. De aceea corpul microfonului se montează adesea direct pe preamplicator.

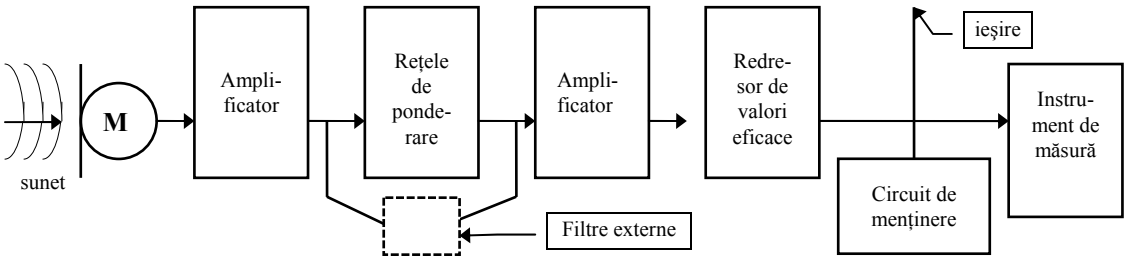
Proiectarea aparaturii utilizate la măsurarea zgomotului trebuie să aibă în vedere caracteristicile acestuia. Astfel spectrul zgomotului poate fi **de bandă largă** (cazul avioanelor), **de bandă îngustă** (la ventilatoare) sau **de frecvenţă înaltă** (motoarele electrice). Zgomotele se pot clasifica şi în **zgomote constante** (nivelul sonor este practic constant în timp), **zgomote cu caracter aleator**, **zgomote cu caracter intermitent** (cum ar fi trecerea trenurilor de-a lungul unei căi ferate) şi **zgomote impulsive** (focuri de armă, ciocane pneumatice). Utilizarea aparaturii de măsurare a zgomotului în condiţii de laborator impune cerinţe deosebite privind calitatea analizei sunetului, pe când utilizarea pe teren conduce în primul rând la necesitatea asigurării portabilităţii aparaturii în detrimentul preciziei sale.

Dintre aparatele cele mai folosite la determinarea gradului de poluare sonoră amintim:

- <u>Sonometrele</u>

Sonometrul este un aparat portabil, destinat măsurării nivelului de presiune sonoră. El poate avea un răspuns faţă de sunet asemănător urechii umane, dar poate furniza şi informaţii obiective privind energia sonoră.

În figura de mai jos este reprezentată schema de principiu a unui sonometru :



Microfonul transformă sunetul în semnal electric. Primul amplificator determină creşterea amplitudinii semnalului electric înainte de intrarea în reţelele de ponderare sau în filtrele externe. Rolul reţelei de ponderare este acela de a modela modul subiectiv al percepţiei sonore umane. Circuitul de menţinere are rolul de-a menţine acul indicator al instrumentului de măsură la valoarea maximă atinsă în cursul determinării. Borna de ieşire este destinată facilitării conectării sonometrului la un înregistrator extern. Instrumentul de măsură este acela care permite vizualizarea rezultatului determinării.

Construcţia şi performanţele sonometrelor pot avea diferite grade de complexitate, iar unele sonometre sunt adaptabile şi la măsurarea vibraţiilor prin montarea în locul microfonului a unui integrator la care se conectează un accelerometru piezoelectric.

- Dozimetrele de sunet

Nocivitatea unui zgomot depinde nu numai de intensitatea sa, ci şi de durata de expunere. În cazul nivelelor de zgomot variabile aprecierea nocivităţii presupune stabilirea unui echivalent continuu L_{ech} în dB, care are acelaşi potenţial de nocivitate ca şi zgomotul variabil. Dozimetrele au rolul de-a permite stabilirea echivalentului continuu şi sunt aparate portative care integrează doza de zgomot pe toată întinderea unei zile de lucru.

- Analizoarele de nivel de zgomot

Sunt aparate destinate evaluării gradului de nocivitate al zgomotului generat de traficul rutier, pe baza unei analize statistice.

2.5.2. Măsurarea vibraţiilor

Măsurarea vibraţiilor se poate face utilizând **traductoare de vibraţii** şi **captatoare de vibraţii**.

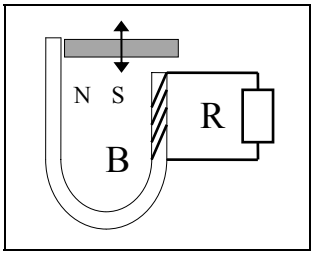
Traductoarele de vibraţii aparţin la două mari categorii: **traductoare parametrice** şi **traductoare energetice**. Prezentăm în continuare pe scurt principiul de funcţionare al unor traductoare mai des folosite în practică.

- Traductoarele capacitive

Acestea sunt în fapt condensatoare a căror capacitate electrică poate varia fie prin mărirea sau micşorarea distanţei dintre plăci, fie prin variaţia mărimii ariei pe care se suprapun armăturile, fie prin deplasarea dielectricului dintre plăci. Evident, în toate aceste cazuri deplasarea armăturii sau a dielectricului este provocată de vibraţia ce trebuie analizată. Traductoarele capacitive fac parte din clasa traductoarelor parametrice şi prezintă avantaje deosebite, printre care : instalarea simplă, sensibilitate mare, domeniu larg de deplasări măsurabile, domeniu larg de frecvenţe.

- Traductoare electromagnetice

Principiul lor de funcţionare se bazează pe fenomenul de apariţie a unei tensiuni electromotoare induse, atunci când fluxul de inducţie magnetică prin suprafaţa unui circuit electric variază. Ele sunt tot traductoare parametrice.



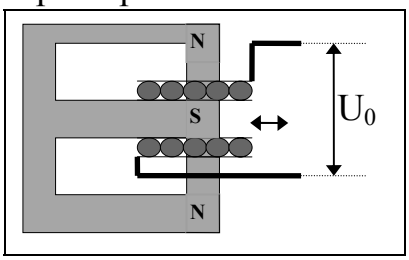
Un traductor electromagnetic constă dintr-un miez fix magnetizat în formă de U, un miez mobil care se mişcă antrenat de vibraţie şi o bobină B înfăşurată pe unul dintre braţele magnetului şi conectată la un circuit electric exterior. Deplasarea miezului mobil determină variaţia fluxului de inducţie magnetică prin bobină şi trecerea unui curent electric prin rezistorul de sarcină R. Tensiunea la bornele rezistorului este culeasă şi amplificată ulterior electronic.

- Traductoare rezistive

Acest tip de traductor parametric este bazat pe folosirea unor materiale a căror rezistenţă electrică se poate modifica dacă sunt supuse unor eforturi mecanice. În general materialul folosit (constantan sau isoelastic) este tras în fire subţiri, lipite pe un suport sau înfăşurate pe o armătură. Aceste traductoare pot fi folosite şi în regim static (adică pentru măsurarea unei presiuni constante).

- Traductoare electrodinamice

Acestea fac parte din gama traductoarelor energetice. Funcţionarea lor se explică prin tensiunea electromotoare care ia naştere într-un conductor ce se de-



plasează perpendicular pe liniile unui câmp magnetic uniform. Tensiunea electromotoare este proporţională cu viteza relativă a conductorului faţă de câmpul magnetic, motiv pentru care acest tip de traductor se mai numeşte traductor de viteză. Traductorul de translaţie din figura alăturată este constituit dintr-un miez magnetizat şi o bobină mobilă. Oscilaţiile bobinei fac să se inducă în ea o tensiune electromotoare, care constituie semnalul de ieşire al traductorului.

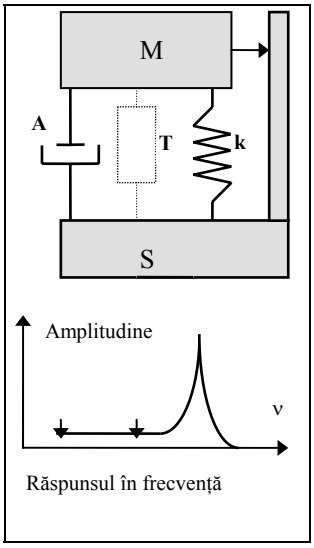
- Traductoare piezoelectrice

Traductoarele piezoelectrice fac parte tot din rândul traductoarelor energetice. Elementul principal al unui asemenea traductor îl constituie o plăcuţă de cuarţ, turmalină sau dintr-o ceramică piezoelectrică. Aceste materiale au proprietatea că atunci când sunt supuse unor eforturi mecanice se încarcă electric după o direcţie perpendiculară pe forţa deformatoare. Tensiunea electrică ce apare în material este proporţională cu forţa deformatoare şi depinde de dimensiunile geometrice ale plăcuţei. Semnalul de ieşire al traductorului îl constituie tensiunea electrică stabilită între feţele plăcuţei, care trebuie amplificată ulterior de un circuit electronic.

Captatoarele pentru măsurarea vibraţiilor sunt de două tipuri: **captatoare cu punct fix** sau cvasistatice, care măsoară mişcarea oscilantă în raport cu un element imobil şi **captatoare seismice**, funcţionând pe principiul unui sistem oscilant format dintr-o masă, un resort elastic şi un amortizor.

- Captatoarele seismice

Componentele de principiu ale unui captator seismic sunt următoarele : suportul S, masa oscilantă M, elementul elastic k, elementul amortizant A şi traductorul T. Suportul este legat rigid de corpul a cărui vibraţie dorim s-o măsurăm. Elementul oscilant este asimilabil unui resort având constanta de elasticitate *k*. Amortizorul face să apară o forţă de rezistenţă proporţională cu viteza de oscilaţie. Traductorul furnizează semnale electrice proporţionale cu acceleraţia imprimată suportului de către corpul de care este ataşat, motiv pentru care captatorul se mai numeşte **accelerometru seismic**. Cele mai răspândite traductoare sunt cele confecţionate din cristal piezoelectric.



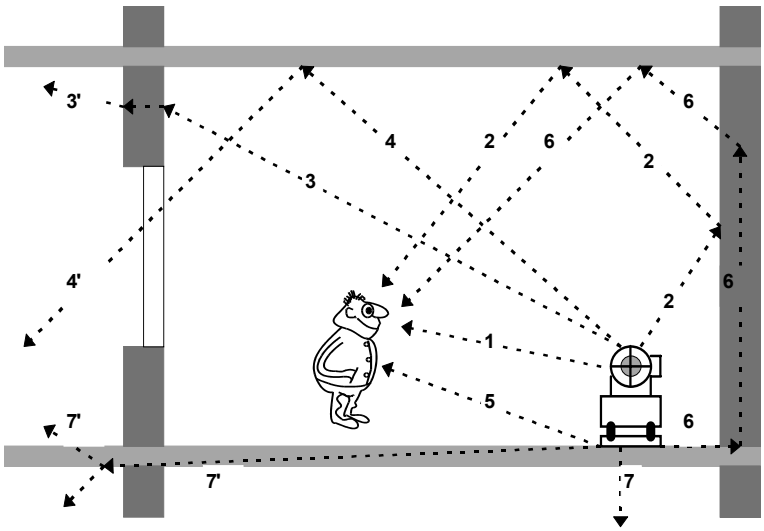
Semnalul de ieşire este afectat de frecvenţa de oscilaţie. Pentru ca măsurătoarea să fie în limite acceptabile de precizie, este necesar ca frecvenţa de măsurat să fie situată între o valoare minimă şi o valoare maximă, marcate prin săgeţi pe caracteristica de răspuns în frecvenţă din figură. Limita inferioară de frecvenţă este în general mai mică decât 1 Hz, iar limita superioară este determinată de frecvenţa proprie a sistemului masă oscilantă-element elastic. Ca regulă, limita superioară de frecvenţă a accelerometrului este apreciată la o pătrime din frecvenţa de rezonanţă, caz în care eroarea de măsură nu depăşeşte 12,5%.

Aparatele utilizate pentru măsurarea sau înregistrarea vibraţiilor se numesc vibrografe, vibrometre sau frecvenţmetre. Deosebirea dintre vibrografe şi vibrometre constă în faptul că primele sunt capabile să înregistreze modul de evoluţie în timp al vibraţiilor, pe când celelalte oferă doar informaţii momentane asupra nivelului vibraţiilor. Frecvenţmetrele sunt utilizate pentru analiza spectrului de frecvenţă al vibraţiilor.

2.6. SOLUŢII GENERALE DE COMBATERE A ZGOMOTULUI

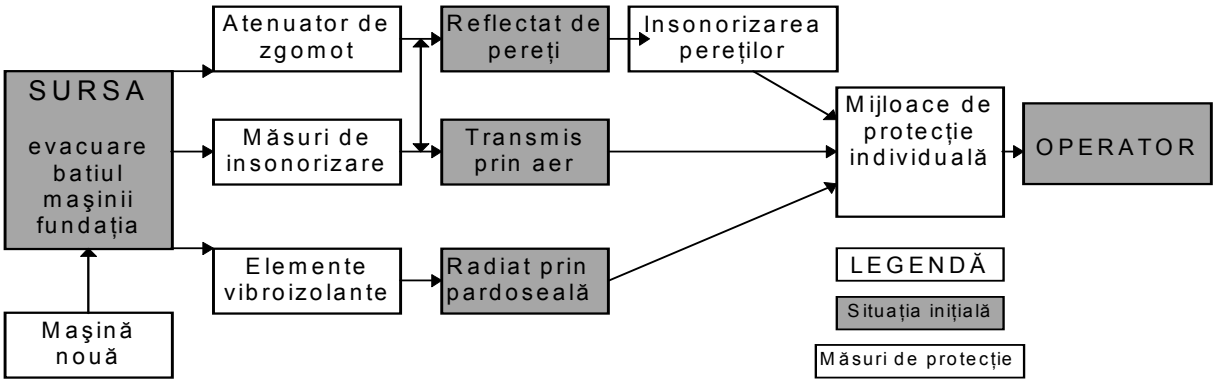
Modalităţile de combatere ale zgomotului au particularităţi legate de modul în care ia naştere zgomotul şi căile de propagare ale acestuia de la sursă la receptor.

Să luăm în consideraţie situaţia din desenul alăturat. Energia acustică se propagă de la sursa de zgomot pe mai multe căi :

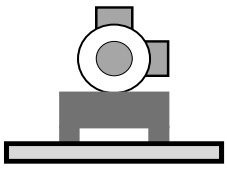


1. prin aer, direct la receptor
2. reflectat de pereţi şi de tavan
3. prin aer până la perete şi de acolo prin transmisie în încăperea alăturată
4. prin aer şi reflexii şi apoi prin fereastră în încăperea alăturată
5. de la fundaţie prin podea şi de acolo la receptor
6. prin podea şi perete, iar în continuare prin reflexii la receptor
7. prin fundaţie şi pardoseală, în încăperile alăturate

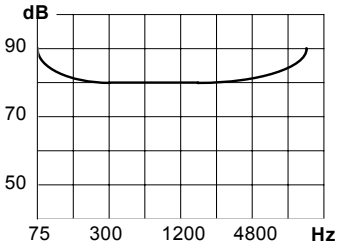
În diagrama următoare sunt reprezentate schematic principalele surse de zgomot şi mijloace de combatere a acestuia, într-un caz asemănător cu cel prezentat în figura anterioară :

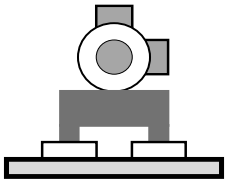


Atenuatoarele de zgomot sau conductele fonoabsorbante se montează la eşapamentul maşinii. Măsurile insonorizare constau în montarea unor ecrane fonoizolante sau în montarea maşinii pe elemente vibroizolante, iar insonorizarea pereţilor se face prin tratarea lor antiacustică. Mijloace de protecţie individuală pot fi antifoanele interne sau externe.

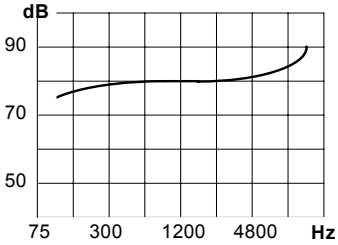


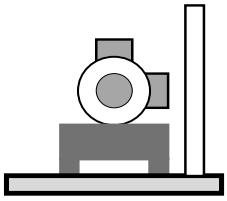
Pentru exemplificare vom considera un utilaj producător de zgomot. În lipsa atenuării, spectrul sonor şi distribuția de intensitate sunt cele din figura alăturată.



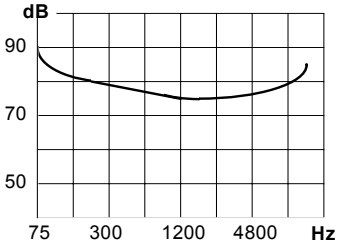


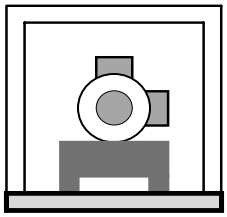
Dacă utilajul este montat pe elemente vibroizolante se obține o atenuare în domeniul frecvențelor joase.



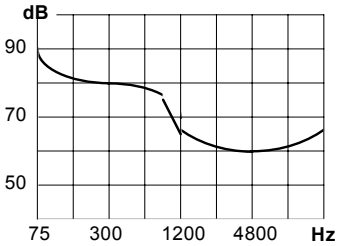


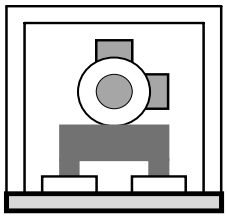
Prin amplasarea unui ecran fonoabsorbant se obține la adăpostul acestuia o atenuare a sunetelor de frecvențe medii.



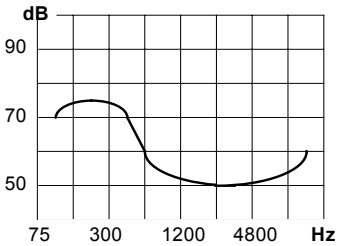


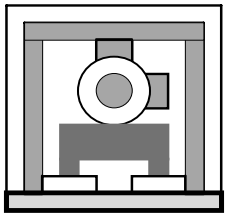
O carcasă din material fonoizolant asigură atenuarea pronunțată a frecvențelor medii şi înalte.



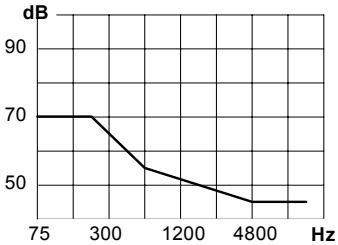


Asocierea între carcasa fonoizolantă şi elementele vibroizolante asigură atenuarea întregului spectru de frecvențe, cu randament mai mic la frecvențele joase.





Cea mai bună atenuare se obține utilizând atât elemente vibroizolante cât şi o dublă carcasă, formată din două straturi: unul interior, fonoabsorbant, şi altul exterior, dintr-un material rigid.



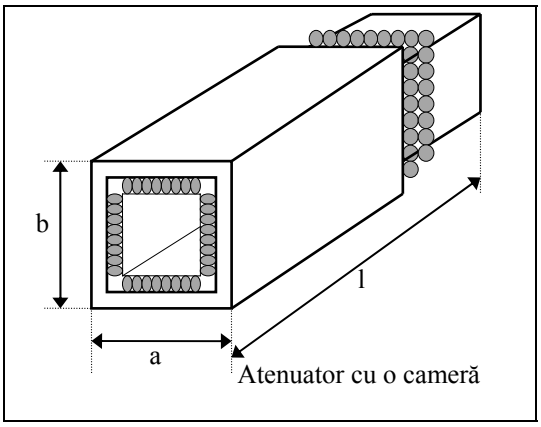
2.6.1.Atenuatoare de zgomot

Atenuatoarele de zgomot sunt de două categorii: **atenuatoare active** şi **atenuatoare reactive**.

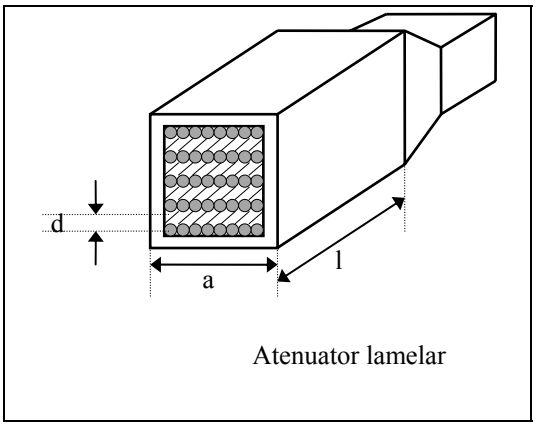
- Atenuatoare active

În construcţia atenuatoarelor active efectul de atenuare este dat de materialele fonoabsorbante. Calităţile lor absorbante se explică prin interacţiunea cu undele sonore, caracterizată de pierderi de energie sonoră datorate frecării vâscoase la trecerea aerului prin porii materialului, frecării interne la deformarea materialului, precum şi schimbului de căldură între aerul din pori şi structura materialului.

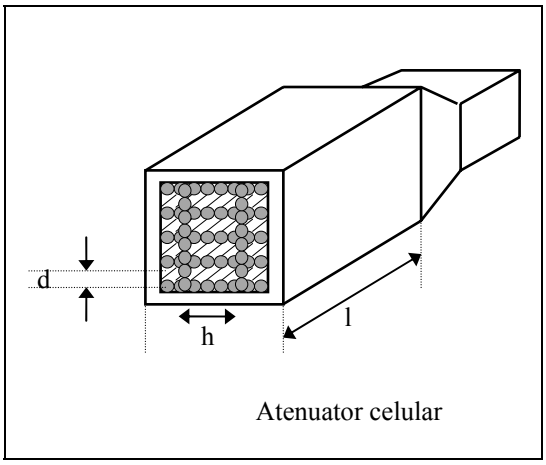
Forma atenuatoarelor active este cea a unor canale dreptunghiulare sau circulare, în unele cazuri paralele (atenuatoarele fagure), căptuşite cu materiale fonoizolante. O altă formă constructivă a atenuatoarelor active este cea a unor panouri paralele, fonoizolante, introduse într-un canal (atenuatoare lamelare).



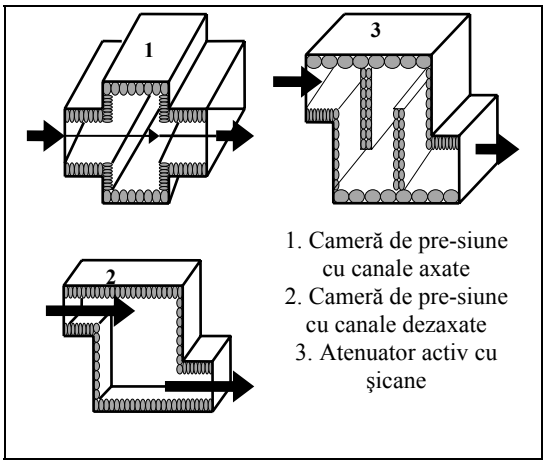
Atenuator cu o cameră



Atenuator lamelar



Atenuator celular



Pentru atenuatoarele celulare atenuarea se determină cu relaţia :

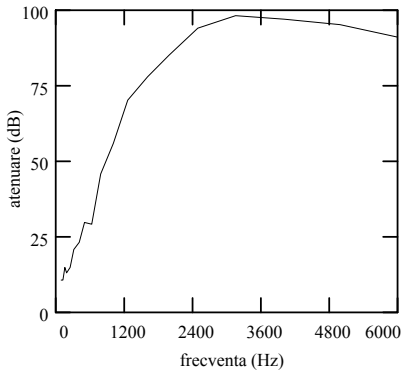
$$\Delta L = 1{,}1\frac{\varphi_{(\alpha)}Pl}{S_c}\ [\text{dB}]$$

iar pentru atenuatoarele lamelare se utilizează relația :

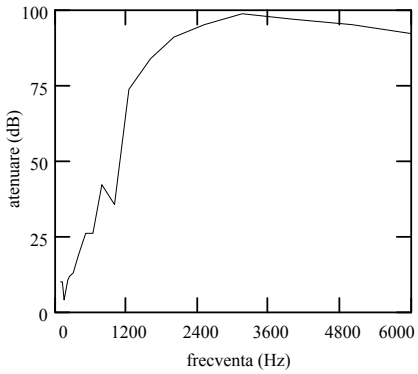
$$\Delta L = 2{,}2\frac{\varphi_{(\alpha)}Pl}{S_i}\ [\text{dB}]$$

în care $\varphi(\alpha)$ este o funcție de coeficientul de absorbție acustică al materialului fonoabsorbant din care este realizat tratamentul acustic al atenuatorului, l este lungimea atenuatorului, P este perimetrul atenuatorului, S_c este suprafața secțiunii unei celule, iar S_i este suprafața secțiunii dintre două lamele învecinate.

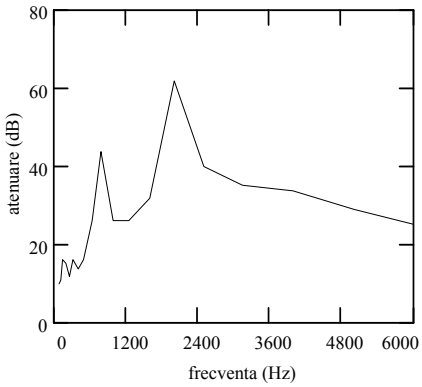
În graficele următoare sunt valorile coeficientului de absorbție acustică α al unor materiale fonoizolante folosite în țara noastră.



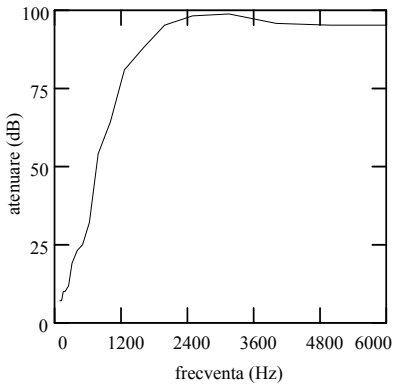
Pasla minerala clasica tip P 40 (30 mm)



Placa fonoizolatoare tip FI 100 (20 mm)



Placa fonoabsorbanta FA 140/V (20 mm)



Placa pentru izolatie generala G 80

Atenuarea în camerele de presiune se bazează pe pierderile de energie acustică ce au loc în urma dilatărilor şi comprimărilor aerului la intrarea şi ieşirea din atenuator. Dimensiunile camerei de atenuare trebuie să fie mari în comparație cu lungimea de undă a sunetului, iar pereții trebuie tratați cu materiale fonoabsorbante. Expresia atenuării se obține conform relației :

$$\Delta L = 10\ lg\ \frac{A}{S}\ [dB]$$

în care A este absorbția fonică a camerei, iar S este aria secțiunii canalului. Dacă intrarea şi ieşirea canalului nu se află pe acelaşi ax, ci decalat, eficiența atenuatorului creşte. În acest caz atenuarea se poate calcula cu relația :

$$\Delta L = 10\ \lg \frac{1}{S\left(\frac{cos\theta}{2\pi d^2} + \frac{1-\alpha}{A}\right)}\ [dB]$$

în care θ este unghiul dintre axul atenuatorului şi direcția ce uneşte canalul de intrare cu cel de ieşire, d este distanța între gura canalului de intrare şi gura celui de ieşire, α este coeficientul mediu de absorbție, S este aria secțiunii canalului, iar A este absorbția fonică a camerei.

- <u>Atenuatoare reactive</u>

Atenuatoarele reactive se împart în **atenuatoare cu camere, atenuatoare de rezonanță** şi **atenuatoare combinate**.

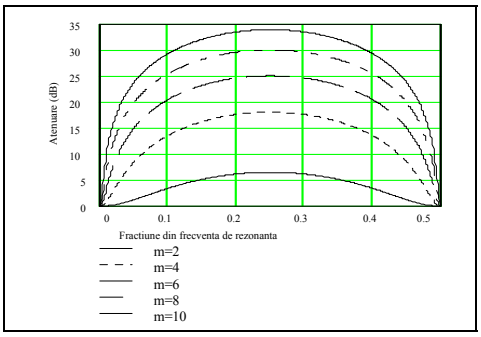
Atenuatoarele cu camere reprezintă cavități de destindere în secțiunea conductei, funcționarea lor bazându-se pe principiul filtrelor acustice. Comportamentul acestor atenuatoare este caracterizat de faptul că sunetele de anumite frecvențe pot traversa atenuatorul fără o pierdere de energie sensibilă, în timp ce sunetele având alte frecvențe sunt puternic absorbite sau reflectate.

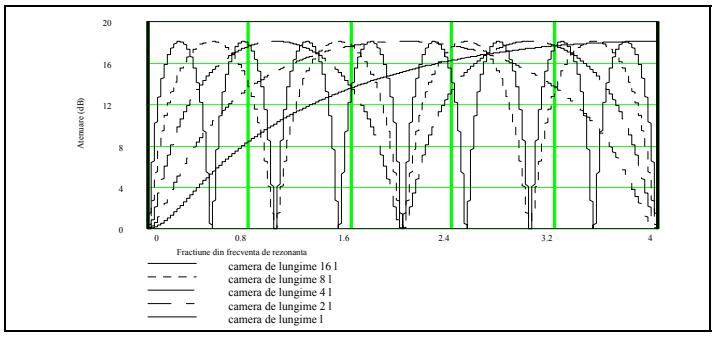
Cel mai simplu atenuator are o singură cameră, iar valoarea atenuării se poate calcula cu relația :

$$\Delta L = 10\ \lg\left[1 + \frac{1}{4}\left(m - \frac{1}{m}\right)^2 sin^2\ kl_c\right]\ [dB]$$

în care $m = S_1/S_2$ este raportul dintre secțiunea camerei de destindere şi aria de îngustare, l_c este lungimea camerei de destindere şi $k = 2\pi\nu/c$ este numărul de unde (ν = frecvența, c = viteza de propagare a sunetului). Caracteristica de frecvență a atenuării are o serie de maxime alternative, a căror valoare este determinată de valoarea parametrului m, în funcție de lungimea l_c a camerei de destindere. Creşterea factorului m duce la mărirea atenuării. Micşorarea lungimii camerei de expansiune deplasează frecvența primului maxim de atenuare în domeniul frecvențelor mai înalte.

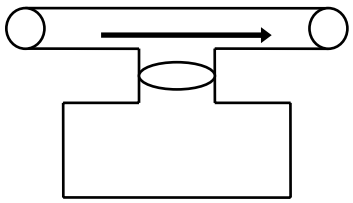
Graficele care urmează ilustrează acest comportament pentru atenuatoare de lungime dată şi factor m variabil, respectiv factor m constant şi lungime variabilă.





Creşterea numărului de camere măreşte eficacitatea atenuatorului, iar din punct de vedere practic un atenuator nu trebuie să conţină mai mult de două camere identice. Calităţile atenuatoarelor cu mai multe camere sunt influenţate şi de lungimea tubului de racord între camere, astfel încât atunci când creşte lungimea tubului de racord se măreşte şi atenuarea realizată.

- <u>Atenuatoare cu rezonanţă</u>



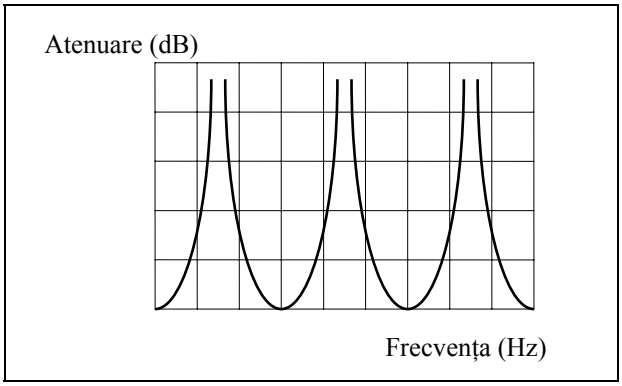
Atenuator cu rezonanţă

Aceste atenuatoare constituie cavităţi cu pereţi rigizi, care comunică cu conducta printr-un orificiu. Cavităţile pot avea secţiune constantă sau variabilă. În cazul în care ramificaţia laterală are forma unui tub deschis de lungime l şi de aceeaşi secţiune cu conducta, atenuarea se determină cu relaţia :

$$\Delta L = 10\ \lg\left[1+\frac{1}{4}ctg^2k(l+\alpha)\right]\ [\text{dB}]$$

unde α reprezintă o corecţie terminală la capătul deschis şi o alta la capătul care se uneşte cu conducta. Această relaţie arată că apar benzi de tăiere, la intervale regulate, centrate în jurul acelor frecvenţe pentru care :

$$\frac{1+\alpha}{\lambda}=\frac{n}{2}$$



unde λ este lungimea de undă, iar n este un număr întreg.

În cazul în care ramificaţia laterală are forma unui tub închis, calculul atenuării se face după formula :

$$\Delta L = 10\ \lg\left[1+\frac{1}{4}tg^2k(l+\alpha)\right]\ [\text{dB}]$$

De data aceasta benzile de tăiere apar în jurul frecvenţelor pentru care :

$$\frac{1+\alpha}{\lambda}=\frac{2n-1}{4}$$

Aspectul curbelor de atenuare este cel din figura alăturată.

- Atenuatoare cu rezonanță, cu camere

În cazul acestor atenuatoare, disiparea maximă de energie acustică se constată la frecvența de rezonanță, calculată cu relația :

$$\nu_0 = \frac{c}{2}\sqrt{\frac{\xi}{V}}$$

unde c este viteza de propagare a sunetului, V este volumul camerei de rezonanță, iar ξ este admitanța orificiului care unește conducta cu camera de rezonanță și care se calculează cu formula :

$$\xi = \frac{S_1}{l_g + \frac{\pi d}{4}}$$

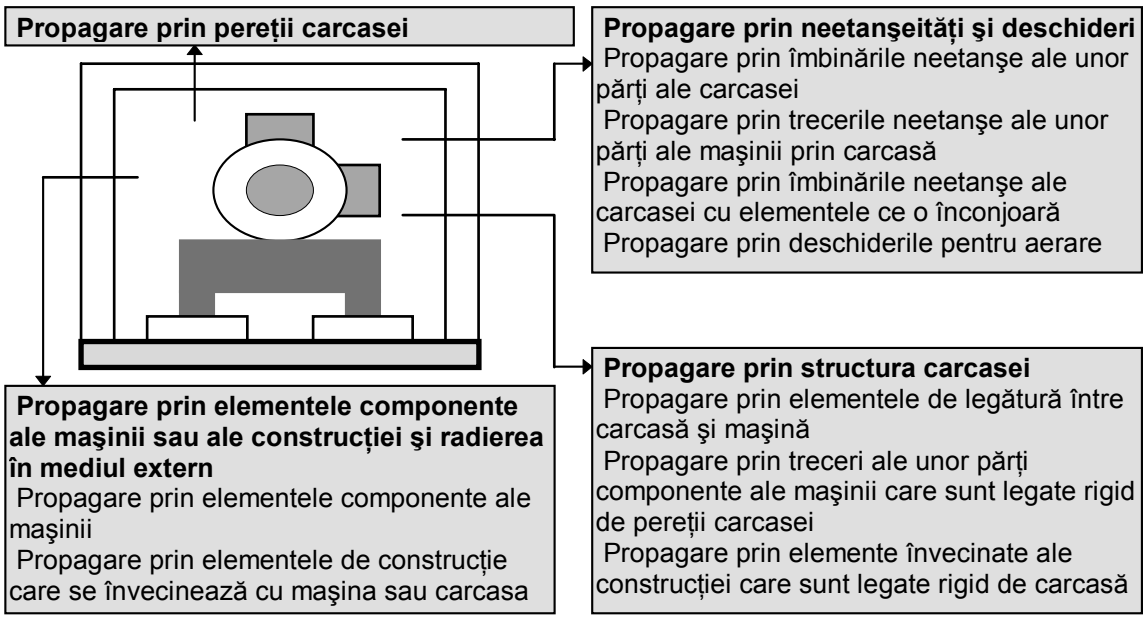
în care S_1 este aria secțiunii gâtului rezonatorului, l_g este lungimea gâtului rezonatorului, iar d este diametrul gâtului rezonatorului.

Atenuarea are loc selectiv, într-o bandă foarte îngustă de frecvență. Relația după care se poate calcula atenuarea are următoarea formă :

$$\Delta L = 10\ \lg\left[1 + \left(\frac{\frac{\sqrt{cV}}{2S}}{\frac{\nu}{\nu_0} - \frac{\nu_0}{\nu}}\right)^2\right]\ [\mathrm{dB}]$$

2.6.2. Carcase fonoizolante, ecrane fonoizolante, insonorizarea încăperilor

Carcasele fonoizolante servesc la obturarea completă a surselor de zgomot. Cu toate acestea sunetul își poate face loc spre exterior pe mai multe căi, așa cum se poate observa în schița următoare :



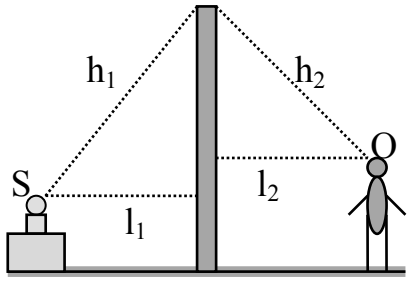
Atenuarea obținută prin carcasare se poate calcula în ipoteza existenței unui câmp sonor difuz în interiorul carcasei, cu relația :

$$\Delta L = R - 10 \lg \frac{S_e}{A_e} \text{ [dB]}$$

în care R este reducția sonoră a peretelui carcasei, S_e suprafața peretelui carcasei şi A_e absorbția totală a suprafeței interioare a peretelui carcasei. Reducția sonoră depinde de masa peretelui carcasei şi se poate calcula cu relația :

$$R = 20\, lg\, p\nu - 47{,}5 \text{ [dB]}$$

în care p reprezintă greutatea unității de suprafață a carcasei, iar ν este frecvența sunetului.



Ecranele fonoizolante şi fonoabsorbante au o eficiență care depinde de frecvența sunetului. Astfel, în situația din figură, formulele utilizate pentru calculul atenuării se pot scrie după cum urmează :

- ν<500 Hz :

$$\Delta L = -20 lg \frac{l_1 l_2}{h_1 h_2} \text{ [dB]}$$

- 500 Hz<ν<1000 Hz :

$$\Delta L = -20 lg \frac{l_1 l_2}{h_1 h_2} + 2{,}5\left(\frac{\nu}{500} - 1\right) \text{ [dB]}$$

- 1000 Hz<ν :

$$\Delta L = -20 lg \frac{l_1 l_2}{h_1 h_2} + 3{,}5\left(\frac{\nu}{1000} - 1\right) \text{ [dB]}$$

Dimensiunile ecranului trebuie astfel alese încât lățimea sa să fie de cel puțin 1,5-2 ori mai mare decât înălțimea.

Insonorizarea unei camere tratate cu materiale fonoabsorbante se obține ca urmare a reducerii intensității acustice a câmpului reverberant. Reducerea nivelului sonor se calculează cu relația:

$$\Delta L = 10 \lg \frac{A_1}{A_2} \text{ [dB]}$$

unde A_1 este absorbția acustică a încăperii după aplicarea elementelor fonoabsorbante, iar A_2 este absorbția acustică înainte de tratare. În cazul unor hale industriale, netratate acustic, absorbția inițială se poate calcula în funcție de volumul halei, cu relația A_2=0,35 $V^{3/2}$.

2.6.3.Materiale fonoabsorbante

Prezentăm în cele ce urmează o serie de materiale utilizate în construcții pentru realizarea unei protecții adecvate împotriva zgomotului.

- Vata minerală tip P cu greutatea specifică de 20-30 daN/m^3 sau 40-60 daN/m^3. Aceasta este un material izolator format din fibre minerale, obţinute prin fibrilizarea unor roci naturale şi pulverizate cu uleiuri minerale. Se utilizează la izolaţii termice şi fonice.
- Pâsla minerală tip P cu greutăţile specifice 27, 40, 60, 90 daN/m^3, realizată prin presarea vatei minerale şi adăugarea unui liant pe bază de polimeri. Se utilizează pentru izolaţii fonice. Se livrează sub formă de foi având grosimea de 20 sau 50 mm. Pâsla minerală prezintă coeficienţi de absorbţie mai mari de 50% începând de la frecvenţe de peste 400 Hz.
- Plăcile fonoizolatoare tip FI în variantele de greutate specifică 90, 100, 120. Ele sunt de fapt plăci de vată minerală presată, de grosime 10 sau 20 mm ,la care s-a adăugat un liant pe bază de polimeri. Coeficienţii de absorbţie ajung la 50% între 1000 şi 1600 Hz.
- Plăcile fonoabsorbante tip FA sunt la rândul lor tot plăci obţinute prin prelucrarea şi tratarea plăcilor de vată minerală. Grosimea lor este cuprinsă între 10 şi 30 mm. Proprietăţile absorbante sunt asemănătoare cu ale plăcilor fonoizolatoare.
- Plăcile autoportante tip AP sunt constituite din foi de vată minerală tratată şi armată cu fâşii de tablă. Se utilizează la în domeniul fono şi termoprotecţiei. Grosimea plăcilor autoportante este între 20 şi 50 mm. Coeficientul de absorbţie depăşeşte valoarea de 50% începând de la frecvenţe de 400 Hz.
- Plăci pentru izolaţii generale tip G cu grosimi de 20, 30 şi 40 mm, al căror coeficient de absorbţie se ridică peste 50% la frecvenţe mai mari de 800 Hz.
- Cochiliile din vată minerală, care se utilizează pentru tratarea fonică şi termică a conductelor. Ele sunt livrate cu diametre interioare între 17 şi 325 mm şi cu grosimi între 20 şi 80 mm.

2.6.4. Metode generale de combatere a vibraţiilor

Vibraţiile maşinilor industriale se pot transmite de la elementele lor mobile, care constituie sursa vibraţiilor, la părţile fixe şi apoi la elementele de construcţie ale clădirii sau la instalaţiile care vin în contact cu maşina. Transmisia vibraţiilor poate fi redusă prin slăbirea (derigidizarea) cuplajului dintre aceste elemente. Protecţia contra vibraţiilor constă fie în limitarea propagării acestora de la sursă la elementele învecinate, fie în protejarea aparatelor, mecanismelor şi instalaţiilor sensibile la vibraţii.

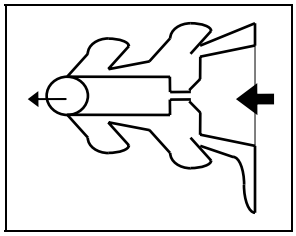
Pentru micşorarea cuplajului dintre maşina vibratoare şi mediu este necesară cunoaşterea frecvenţelor proprii de vibraţie ale maşinii. În funcţie de valoarea acestora, elementele antivibraţie sunt arcurile elicoidale de oţel sau elementele vibroizolante din cauciuc.

2.7. MIJLOACE DE PROTECŢIE INDIVIDUALĂ ÎMPOTRIVA ZGOMOTULUI ŞI VIBRAŢIILOR

Pentru protecţia individuală împotriva zgomotului se folosesc **antifoanele**. Acestea pot fi de două categorii: **interne** şi **externe**. Calităţile antifoanelor trebuie să fie următoarele:

- să asigure o atenuare fonică cât mai mare
- să asigure un grad de confort cât mai ridicat (asigurat de exercitarea unei presiuni cât mai mici asupra pielii cu care este în contact) şi să aibă o greutate cât mai mică
- să nu aibă efecte nocive asupra pielii
- să conserve inteligibilitatea mesajelor verbale, ceea ce se poate întâmpla doar dacă domeniul lor de atenuare fonică maximă se situează în domeniul frecvenţelor ridicate
- manipularea şi instalarea lor să fie facilă
- să fie uşor de curăţat şi să fie durabile

Antifoanele interne au forma unor dopuri sau tampoane care se introduc în canalul auditiv. Ele sunt confecţionate din diverse materiale, începând cu vata şi terminând cu structurile complicate din cauciuc şi materiale plastice. Atenuările obţinute sunt între 5 şi 45 dB, în funcţie de frecvenţă, mai mici decât ale antifoanelor externe.



În figura alăturată este reprezentat un antifon intern cu dop, prevăzut cu un mic orificiu care asigură egalizarea presiunii aerului exterior cu cel din canalul auditiv. Antifonul trebuie să se muleze pe urechea externă, asigurând astfel o protecţie cât mai ridicată împotriva zgomotului. Ele trebuie să se adapteze uşor la urechi cu diferite forme.

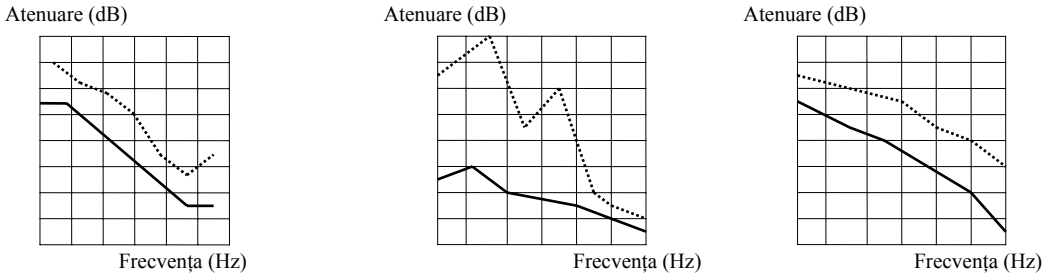
Antifoanele interne sunt recomandabile în cazul atenuărilor mici, dar când este necesară o perioadă lungă de timp de folosire a lor.

Antifoanele externe asigură atenuări între 10 şi 55 dB, în funcţie de frecvenţa sunetului. Ele sunt prezentate într-o gamă largă de forme, comună fiind existenţa căştilor care asigură protecţia urechilor. Căştile presează urechile, ceea ce constituie în cazul folosirii îndelungate o sursă de disconfort pentru purtător. De aceea antifoanele externe sunt folosite cu precădere pentru protecţie de scurtă durată, în medii cu nivel ridicat de zgomot.

Protecţia contra vibraţiilor este necesară pentru muncitorii care lucrează cu unelte pneumatice utilizate în industria minieră, cazangerii, turnătorii sau în alte domenii, precum şi pentru cei care acţionează maşini sau utilaje la care nivelul de vibraţie se situează peste limitele admise.

Echipamentele de protecţie trebuie să asigure amortizarea vibraţiilor periculoase, având frecvenţa sub 5000 Hz şi să fie destinate regiunilor mai expuse ale corpului, cum ar fi mâinile, picioarele, cotul, pieptul.

- Pentru protejarea mâinilor se utilizează mănuşi vibroizolante confecţionate din piele şi căptuşite cu păr de porc sau de capră. Asemenea mănuşi oferă atenuări de 4-20 dB pentru frecvenţe între 30 şi 2000 Hz.
- Pentru protejarea picioarelor se poartă încălţăminte cu talpă de cauciuc, la care se aduagă tocuri şi branţuri confecţionate din mai multe straturi de materiale rigide şi elastice.
- Protecţia toracelui se face cu perne vibroizolatoare. Acestea conţin latex buretos, care poate amortiza nivelul vibraţiilor cu 15-31 dB pentru frecvenţe între



Atenuarea cu mănuşă vibroizolantă **Atenuarea cu încălţăminte vibroizolantă** **Atenuarea cu pernă vibroizolantă**

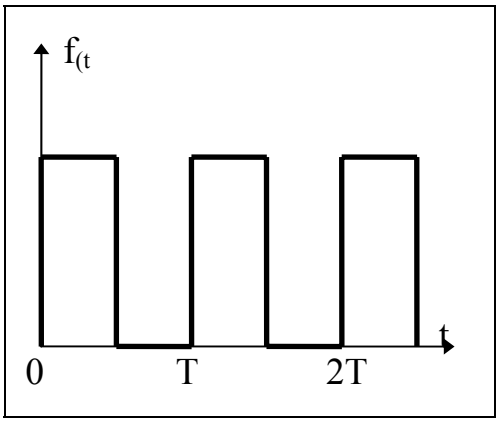
30 şi 2000 Hz.

2.8. APLICAŢII

2.8.1. Spectrul de frecvenţă al unui semnal sonor

Să luăm în consideraţie semnalul sonor periodic, numit semnal-treaptă şi reprezentat grafic şi analitic în continuare :

$$f(t) = \begin{cases} A & 0 \le t < \frac{T}{2} \\ 0 & \frac{T}{2} \le t < T \end{cases}$$



Spectrul său de frecvență poate fi determinat pornind de la dezvoltarea în serie Fourier :

$$f_{(t)} = A_0 + \sum_j S_j \sin\left(j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) + \sum_j C_j \cos\left(j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)$$

Trebuie calculate valorile concrete ale coeficienților A_0,S_j şi C_j. Pentru aceasta vom evalua mai întâi integralele :

$$\int_0^T f_{(t)} dt = \int_0^{\frac{T}{2}} A \cdot dt + \int_{\frac{T}{2}}^T 0 \cdot dt = \frac{AT}{2}$$

$$\int_0^T f(t) \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \int_0^{\frac{T}{2}} A \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = -\frac{AT}{2k\pi} \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\Bigg|_0^{\frac{T}{2}} = \begin{cases} 0 & \text{pentru } k = 2l \\ \dfrac{AT}{(2l+1)\pi} & \text{pentru } k = 2l+1 \end{cases}$$

$$\int_0^T f(t) \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \int_0^{\frac{T}{2}} A \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \frac{AT}{2k\pi} \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\Bigg|_0^{\frac{T}{2}} = 0$$

Ținând cont că :

$$\int_0^T dt = T$$

$$\int_0^T \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = -\frac{T}{2\pi k} \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\Bigg|_0^T = 0$$

$$\int_0^T \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \frac{T}{2\pi k} \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\Bigg|_0^T = 0$$

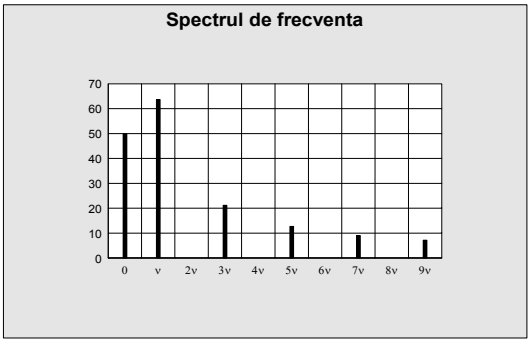
$$\int_0^T \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) \sin\left(j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \int_0^T \frac{1}{2}\left[\cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T} - j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) - \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T} + j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\right] dt = \begin{cases} \dfrac{T}{2} & \text{pentru } k = j \\ 0 & \text{pentru } k \neq j \end{cases}$$

$$\int_0^T \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) \cos\left(j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \int_0^T \frac{1}{2}\left[\sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T} + j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) + \sin\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T} - j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\right] dt = 0$$

$$\int_0^T \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) \cos\left(j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) dt = \int_0^T \frac{1}{2}\left[\cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T} - j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right) + \cos\left(k \cdot \frac{2\pi t}{T} + j \cdot \frac{2\pi t}{T}\right)\right] dt = \begin{cases} \dfrac{T}{2} & \text{pentru } k = j \\ 0 & \text{pentru } k \neq j \end{cases}$$

Rezultă:

$$A_0 = \frac{A}{2}$$



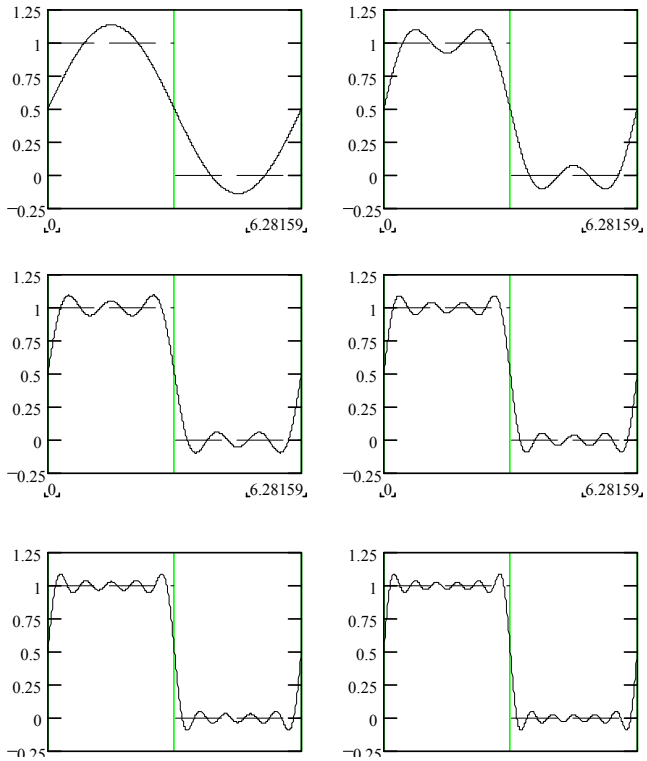
$$S_{2j} = 0 \quad ; \quad S_{2j+1} = \frac{2A}{\pi(2j+1)}$$

$$C_j = 0$$

Deci:

$$f(t) = A\left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi}\sum_{j=0}^{\infty}\frac{sin\left(\frac{2\pi(2j+1)t}{T}\right)}{2j+1}\right]$$

Deşi spectrul de frecvenţe al seriei Fourier este infinit, în practică este suficient să ne limităm doar la o parte din armonicele de ordin superior. În graficele alăturate am reprezentat primele aproximaţii ale seriei Fourier, începând cu :



$$f(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} sin\frac{2\pi t}{T}$$

continuând cu:

$$f(t) = \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} sin\frac{2\pi t}{T} + \frac{2}{3\pi} sin\frac{6\pi t}{T}$$

şi sfârşind cu:

$$f(t) = \frac{1}{2} + \ldots + \frac{2}{11\pi} sin\frac{22\pi t}{T}$$

Se observă că începând cu a treia sau a patra aproximaţie asemănarea cu semnalul treaptă considerat este deja foarte bună.

Analiza Fourier a unui semnal periodic, împreună cu observaţia că în cursul propagării prin atmosferă atenuarea sunetelor depinde de frecvenţă, fiind mai pronunţată la frecvenţele înalte, ne permit să înţelegem de ce se schimbă în cursul propagării caracteristicile unui sunet complex (cum ar fi de exemplu un cuvânt), făcându-l uneori de nerecunoscut.

2.8.2. Distribuţia energiei sonore într-un spaţiu închis

Să considerăm o sursă sonoră aflată într-un spaţiu închis, mărginit de suprafeţe în parte reflectătoare, în parte absorbante. Putem caracteriza o asemenea

suprafață prin **coeficientul de absorție acustică** α, definit ca raportul dintre energia acustică absorbită de suprafață şi energia acustică incidentă :

$$\alpha = \frac{W_{abs}}{W_{inc}} = \frac{W_{inc} - W_{ref}}{W_{inc}}$$

Vom încerca în continuare să găsim o expresie a densității de energie sonoră din incintă, pornind de la următoarele ipoteze:

- puterea de emisie a sursei este suficient de redusă, iar dimensiunile incintei suficient de mici, astfel încât să putem considera că energia sonoră se distribuie uniform în întreg volumul incintei, la fiecare moment de timp
- absorbția se produce doar la contactul cu suprafața ce delimitează incinta, absorbția în aer fiind neglijabilă
- sursa sonoră radiază izotrop, iar reflexiile multiple fac să nu existe direcție preferențială de propagare a undelor sonore

În aceste condiții, considerând un mic element de volum dV, putem afirma că pe durata unui mic interval de timp dt întreaga energie sonoră, conținută inițial în interiorul său, este radiată prin suprafața sa laterală, fiind înlocuită cu o cantitate egală de energie, venită din mediu prin aceeaşi suprafață laterală. Matematic putem scrie :

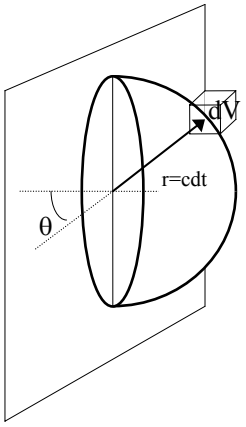
$$dW = d\Phi \cdot dt$$

unde $d\Phi$ reprezintă fluxul de energie sonoră sosit prin suprafața laterală. Deoarece radiația este izotropă, intensitatea sa, adică fluxul în unitatea de unghi solid, are expresia :

$$dI = d\Phi/4\pi$$

Distribuția energiei sonore poate fi descrisă cu ajutorul densității de energie sonoră w, adică al energiei sonore ce revine unității de volum a incintei. Rezultă $dW = wdV$ (mărimea elementului de volum considerat) şi:

$$dI = \frac{wdV}{4\pi dt}$$



Ne propunem să calculăm cantitatea de energie incidentă în intervalul de timp dt la un element de suprafață dS al peretelui. Această energie este radiată de toate elementele de volum cuprinse într-o semisferă de rază $r = cdt$ (unde c este viteza de propagare a sunetului), centrată în punctul în care se găseşte elementul de volum. Cantitatea de energie, raportată la unitatea de suprafață, ce soseşte de la un asemenea element de volum este direct proporțională cu intensitatea sunetului emis dI, invers proporțională cu pătratul distanței de la elementul de volum la elementul de suprafață, proporțională cu intervalul de timp dt şi depinde de unghiul dintre direcția de propagare şi normala la elementul de suprafață :

$$\frac{dW}{dS} = \frac{dIdt}{r^2} cos\theta = \frac{wdV}{4\pi r^2} cos\theta$$

Elementul de volum dV poate fi exprimat în coordonate sferice :

$$dV = r^2 \, sin\theta \, dr \, d\theta \, d\varphi$$

rezultând :

$$\frac{dW}{dS} = \frac{w}{4\pi} sin\,\theta \, cos\,\theta \; dr \; d\theta \; d\varphi$$

Energia totală incidentă se găseşte prin integrare, extinsă la întreg volumul semisferei de rază *cdt* :

$$\frac{dW_{inc}}{dS} = \frac{w}{4\pi} \int_0^{cdt} dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} sin\,\theta \, cos\,\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi$$

$$\frac{dW_{inc}}{dS} = \frac{w}{4\pi} \cdot cdt \cdot \frac{1}{2} \cdot 2\pi = \frac{cw}{4} \cdot dt$$

Cantitatea de energie absorbită este dW_{abs}= α dW_{inc} . Într-un interval de timp *dt* sursa sonoră eliberează o cantitate de energie :

$$dW_{sursă} = P \, dt$$

unde *P* este puterea sursei. Din aceasta o parte (W_{abs}) este pierdută prin absorbție în pereți, iar restul contribuie la creşterea densității de energie sonoră din incintă. Cantitatea totală de energie absorbită este :

$$W_{abs} = \int_S \alpha \frac{cw}{4} dt \cdot dS = \frac{\alpha cwS}{4} dt$$

Creşterea densității de energie sonoră se poate exprima astfel :

$$Vdw = dW_{sursa} - W_{abs}$$

$$Vdw = Pdt - \frac{\alpha cwS}{4} dt$$

sau:

$$\frac{dw}{dt} + \frac{\alpha cS}{4V} w = \frac{P}{V}$$

Facem schimbarea de funcție :

$$u = w - \frac{4P}{\alpha cS}$$

Înlocuind în ecuația diferențială, ne rămâne :

$$\frac{du}{dt} + \frac{\alpha cS}{4V} u = 0$$

Soluția este :

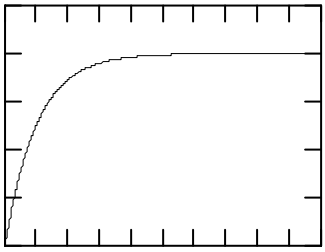
$$u = Ce^{-\frac{\alpha cS}{4V}t} \quad \Rightarrow \quad \mathrm{w} = Ce^{-\frac{\alpha cS}{4V}t} + \frac{4P}{\alpha cS}$$

Constanta de integrare C se poate determina punând condiția ca la momentul inițial de timp, $t = 0$, densitatea de energie acustică să fie nulă :

$$0 = C + \frac{4P}{\alpha cS} \quad \Rightarrow \quad C = -\frac{4P}{\alpha cS}$$

Obținem în final :

$$w = \frac{4P}{\alpha cS}\left(1 - e^{-\frac{\alpha cS}{4V}t}\right)$$



Graficul densității de energie în funcție de timp relevă atingerea unei valori staționare :

$$w_{max} = \frac{4P}{\alpha cS}$$

după trecerea scurgerea a câteva intervale de timp :

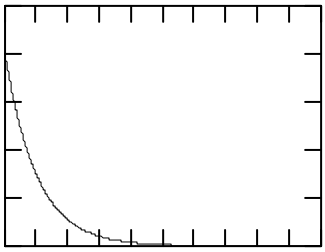
$$\Delta t = \frac{4V}{\alpha cS}$$

de la începerea emisiei sonore.

Dacă emisia sonoră încetează, densitatea de energie acustică nu se anulează brusc. Ecuația diferențială corespunzătoare acestei situații se obține luând $P = 0$, astfel încât rezultă :

$$\frac{dw}{dt} + \frac{\alpha cS}{4V} w = 0$$

În condițiile în care densitatea inițială de energie este egală cu densitatea maximă w_{max}, soluția acestei ecuații este :



$$w = \frac{4P}{\alpha cS} e^{-\frac{\alpha cS}{4V}t}$$

După cum se remarcă din graficul alăturat, trebuie să treacă câteva intervale de timp $\Delta t = \frac{4V}{\alpha cS}$ pentru ca densitatea sonoră să se anuleze aproape complet. Spunem că sunetul persistă în încăpere deoarece există o **reverberație**. **Timpul de reverberație** este o mărime care caracterizează din punct de vedere acustic încăperile. El este definit ca timpul necesar pentru ca densitatea de energie sonoră să scadă la a milioana parte din valoarea ei maximă. Putem scrie :

$$T = \frac{4V}{\alpha cS} ln 1000000 = \frac{24 \cdot ln 10}{340 \cdot \mathrm{m/s}} \cdot \frac{V}{\alpha S} \approx 0{,}1625 \frac{V}{\alpha S}$$

Această relație este cunoscută sub numele de **formula lui Sabine** şi este valabilă pentru încăperi goale, deoarece nu ia în considerație absorbția suplimentară datorată obiectelor sau ființelor aflate în încăpere. Formula densității de energie poate fi scrisă şi în funcție de timpul de reverberație după cum urmează :

- în cazul prezenței emisiei sonore :

$$w = \frac{PT}{6V\,ln10}\left(1 - e^{-\frac{6t\,ln10}{T}}\right) = \frac{PT}{6V\,ln10}\left(1 - 10^{-\frac{6t}{T}}\right)$$

- în cazul încetării emisiei sonore a sursei :

$$w = \frac{PT}{6V\,ln10} \cdot 10^{-\frac{6t}{T}}$$

Se observă că densitatea maximă de energie sonoră este direct proporțională cu timpul de reverberație şi invers proporțională cu volumul încăperii.

Cuprins

pag

.

1. Poluanţi radioactivi……..... 3
1.1. Radioactivitatea naturală..... 3
1.1.1. Legile de deplasare……..…… 4
1.1.2. Legea dezintegrării radioactive…….....……. 5
1.2. Modelul structurii protono-neutronice a nucleului..... 7
1.3. Reacţii nucleare, radioactivitatea artificială..... 10
1.4. Interacţiunea radiaţiilor cu substanţa..... 13
1.4.1. Surse de radiaţii nucleare…….....….. 13
1.4.2. Interacţiunea radiaţiilor gama cu substanţa…….....…..… 15
1.4.3. Interacţiunea particulelor încărcate cu substanţa….....……. 18
1.4.4. Interacţiunea neutronilor cu substan-
ţa…….....…… 23
1.4.4. Concluzii……..……. 25
1.5. Detectori de radiaţii nucleare…….....…. 26
1.5.1. Camera Wilson şi camera cu bule…….....……... 27
1.5.2. Detectori bazaţi pe colectarea ionilor generaţi într-un
gaz…….……..…..… 29
1.5.3. Detectori de scintilaţii……...…..……. 34
1.5.4. Caracteristicile detectorilor de radiaţii……..…....…. 36
1.6. Acţiunea biologică a radiaţiilor…….....…. 38
1.6.1. Efecte biologice ale radiaţiilor……....…..……... 39
1.6.2. Efectivitatea biologică a radiaţiilor……....……..… 41
1.6.3. Măsurarea efectului biologic al radiaţiilor……....…….. 42
1.6.4. Surse de iradiere şi mijloace de radioprotecţie…….....….. 44
1.7. Calculul dozelor şi al ecranelor…….....…. 47
1.7.1. Calculul dozelor externe……....…..…… 48
1.7.2. Calculul dozelor interne……..……....…….. 51
1.7.3. Calculul ecranelor……....…….. 52
1.8. Contaminarea şi decontaminarea radioactivă……..... 54
1.9. Aplicaţii……....……..…. 58
1.9.1. Împrăştierea perfect elastică a unei particule……..….....… 58
1.9.2. Activarea unui element chimic…….....…… 60
1.9.3. Calculul energiei de reacţie…….…....…….. 63

1.9.4. Schema unei dezintegrări radioactive……..……. 69
1.9.5. Calculul unei doze de iradiere…….....……. 72
1.9.6. Calculul unui ecran de protecție…….....……. 73
2. Poluanţi sonori…….....…… 73
2.1. Caracteristicile sunetelor…….....…..
2.1.1. Clasificarea sunetelor, înălțimea şi timbrul, spectrul de frec- 73
vență…….....……. 75
2.1.2. Tăria sunetelor…….....…… 78
2.2. Propagarea sunetelor……..…….....…... 78
2.2.1. Generalități…….....…….
2.2.2. Propagarea sunetelor în spații deschise şi în spații închi- 81
se…….....…….. 84
2.3. Surse de poluare sonoră şi de vibrații…….....… 85
2.4. Efectele biologice ale zgomotului şi vibrațiilor….....……. 85
2.4.1. Efectele expunerii la acțiunea zgomotului…….....…. 88
2.4.2. Efectele expunerii la acțiunea vibrațiilor…….....……. 88
2.5. Măsurarea zgomotelor şi a vibrațiilor……..... 88
2.5.1. Măsurarea zgomotelor…….....…… 91
2.5.2. Măsurarea vibrațiilor……...……. 93
2.6. Soluții generale de combatere a zgomotelor……..... 95
2.6.1. Atenuatoare de zgomot……...……
2.6.2. Carcase fonoizolante, ecrane fonoizolante, insonorizarea în- 99
căpe- 100
rilor…….....……. 101
2.6.3. Materiale fonoabsorbante……...……
2.6.4. Metode generale de combatere a vibrațiilor…….....…….. 102
2.7. Mijloace de protecție individuală împotriva zgomotului şi a vibra- 103
ațiilor…….....…….. 103
2.8. Aplicații……..…….. 105
2.8.1. Spectrul de frecvență al unui semnal sonor…….....…….. 110
2.8.2. Distribuția energiei sonore într-un spațiu închis…….....……
Cuprins .....